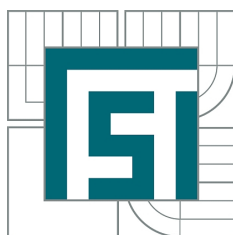


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ  
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ  
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ  
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING  
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

## OPTIMALIZACE IONTOVÉHO ZDROJE TYPU COLUTRON OPTIMIZATION OF THE COLUTRON ION SOURCE

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE  
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE  
AUTHOR

MICHAL HORKÝ

VEDOUCÍ PRÁCE  
SUPERVISOR

Ing. STANISLAV VOBORNÝ, Ph.D.

BRNO 2014



Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2013/14

## **ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE**

student(ka): Michal Horký

který/která studuje v **bakalářském studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901R043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

### **Optimalizace iontového zdroje typu Colutron**

v anglickém jazyce:

### **Optimization of the Colutron Ion Source**

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Cílem bakalářské práce bude kompletace, diagnostika a následná optimalizace parametrů nově navrženého iontového zdroje typu Colutron, určeného pro provoz v iontovém dělu UHV aparatury. Iontový zdroj bude používán pro analýzu, modifikaci a depozici ultratenkých vrstev.

Cíle bakalářské práce:

1. Do nově navržené příruby iontového zdroje zabudujte výbojovou komoru iontového zdroje Colutron. Navrhněte navazující extrakční a fokusační část iontového zdroje.
2. Zkompletovaný iontový zdroj instalujte do testovací vakuové aparatury a nalezněte jeho provozní parametry (výbojové napětí, výbojový proud, extrahovaný iontový proud, přibližnou pološířku energie iontů, příp. další).

Seznam odborné literatury:

1. R. G. Wilson, G. R. Brewer, Ion Beams, With Applications to Ion Implantation, John Wiley & Sons, New York (1973).
2. L. Vályi, Atom and Ion Sources, Akadémiai Kiadó, Budapest (1977).

Vedoucí bakalářské práce: Ing. Stanislav Voborný, Ph.D.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2013/14.

V Brně, dne 10.12.2013



prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.  
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.  
Děkan

## **Abstrakt**

Bakalářská práce se zabývá návrhem a konstrukcí iontového děla typu Colutron, který vytváří svazek iontů dusíku o energii od desítek až po tisíce eV. V první části práce je stručně popsána problematika tvorby iontů a princip fungování iontového zdroje. Druhá část je věnována úpravě komerčního iontového zdroje americké společnosti Colutron a jeho kompletaci. Parametry iontového svazku pro různé tvary extrakčních elektrod a hodnot provozních parametrů byly experimentálně ověřeny v testovací aparatuře.

## **Summary**

This bachelor's thesis concerns with design and assembly of Colutron ion source which produces beam of nitrogen ions with energy from tens to thousand eV. Production of ions and the principle of Colutron ion source is described in the first part. The second part of the thesis is related to the modification and assembly of commercial Colutron ion source. Finally the parameters of the ion beam have been measured for different extraction electrodes and operating parameters in testing apparatus.

## **Klíčová slova**

iontový zdroj, ionizace, plazma, iontový svazek, kompletace, provozní parametry

## **Keywords**

ion source, ionization, plasma, ion beam, completion, operating parameters

HORKÝ, Michal. *Optimalizace iontového zdroje typu Colutron*. Brno, 2014. 69 s. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Stanislav VOBORNÝ.



Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci *Optimalizace iontového zdroje typu Colutron* vypracoval samostatně pod vedením Ing. Stanislava Voborného, Ph.D., s použitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Michal Horký





Děkuji svému školiteli Ing. Stanislavu Vobornému, Ph.D. za vedení mé bakalářské práce, pomoc, cenné rady a konzultace, které mi poskytl během práce. Poděkování patří i představitelům IMPI projektu, kteří práci financovali, panu Brunovi Sedláčkovi a Vítězslavu Dumovi za výrobu použitých součástek a technickou konzultaci. Chtěl bych poděkovat celé mé rodině za sociální, ekonomickou a psychickou podporu během studia na VUT v Brně.

Michal Horký



# Obsah

<b>1. Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2. Ionizace atomů a molekul</b>	<b>3</b>
2.1. Typy ionizací . . . . .	4
2.1.1. Ionizace dopadem elektronu . . . . .	4
2.1.2. Termální ionizace . . . . .	6
2.1.3. Povrchová ionizace . . . . .	6
2.1.4. Ionizace polem . . . . .	8
2.1.5. Fotoionizace a ionizace radiací . . . . .	8
2.1.6. Výměna náboje . . . . .	9
<b>3. Iontový zdroj</b>	<b>11</b>
3.1. Plazmový iontový zdroj . . . . .	11
3.1.1. Výbojová komora . . . . .	12
3.1.2. Extrakce . . . . .	14
3.1.3. Fokusace . . . . .	16
<b>4. Iontové svazky</b>	<b>19</b>
4.1. Vliv prostorového náboje . . . . .	19
4.2. Aberace v iontově-optických systémech . . . . .	21
4.2.1. Sférická vada . . . . .	21
4.2.2. Chromatická vada . . . . .	22
4.2.3. Astigmatismus . . . . .	23
4.2.4. Difrakce . . . . .	23
4.2.5. Celková aberace . . . . .	23
4.3. Vlivy magnetického pole . . . . .	24
<b>5. Komerční iontový zdroj typu Colutron</b>	<b>25</b>
5.1. Společnost Colutron . . . . .	25
5.2. Uspořádání iontového zdroje . . . . .	25
5.2.1. Výbojová komora . . . . .	26
5.2.2. Chladič . . . . .	26
5.2.3. Extrakční a optická část . . . . .	26
5.2.4. Celkový náčrt komerčního iontového zdroje . . . . .	27
<b>6. Iontový zdroj typu Colutron na ÚFI</b>	<b>29</b>
6.1. Výbojová komora . . . . .	29
6.1.1. Nitrid boritý (BN) . . . . .	31
6.2. Chladič iontového zdroje . . . . .	32

6.3.	Extrakční elektroda . . . . .	33
6.4.	Optická část . . . . .	33
6.4.1.	Izolace součástí na různém elektrickém potenciálu . . . . .	34
6.4.2.	Vlastnosti rubínových kuliček . . . . .	34
6.5.	Návrh řešení . . . . .	35
6.5.1.	Přívodní válečky . . . . .	35
6.5.2.	Souosost otvoru v anodě a otvoru extrakční elektrody . . . . .	37
6.5.3.	Zapojení elektrických napájecích kontaktů do svorkovnice a ochra- na průchodek . . . . .	37
6.6.	Sestava iontového zdroje na ÚFI . . . . .	40
<b>7.</b>	<b>Optimalizace provozních parametrů iontového zdroje</b>	<b>41</b>
7.1.	Měření Faradayovou sondou . . . . .	41
7.2.	Měření profilů svazků . . . . .	43
7.2.1.	Nastavitelné provozní parametry . . . . .	44
7.2.2.	Geometrické parametry extrakční elektrody . . . . .	45
7.2.3.	Profily svazků pro různé extrakční napětí . . . . .	51
7.2.4.	Výbojové napětí . . . . .	53
7.2.5.	Výbojový proud . . . . .	55
7.2.6.	Tlak plynu v aparatuře . . . . .	57
7.2.7.	Fokusace unipotenciální čočkou . . . . .	58
7.3.	Vyhodnocení experimentů . . . . .	60
7.3.1.	Stabilita měření . . . . .	60
7.3.2.	Určování proudu iontů . . . . .	61
7.3.3.	Fokusace iontů . . . . .	62
	<b>Závěr</b>	<b>63</b>
	<b>Literatura</b>	<b>65</b>
	<b>Seznam použitých zkratk a symbolů</b>	<b>67</b>
	<b>Seznam příloh</b>	<b>69</b>

# 1. Úvod

Iontové zdroje jsou nedílnou součástí fyzikálních laboratoří zabývajících se fyzikou povrchů, růstem a analýzou tenkých vrstev. Jejich hlavní úlohou je tvorba svazku iontů, jehož využití se liší v závislosti na podmínkách provozu. Pokud svazek iontů disponuje energií v řádech desítek eV, využívá se k depozici tenkých vrstev. V případě, že ionty svazku mají energii stovky až tisíce eV, je běžné je využít k procesu odprašování materiálu, jehož výsledkem je čistý povrch substrátu. K tomu se používají nejčastěji ionty argonu, které mají díky své hmotnosti velký koeficient odprašování.

Hlavním cílem mé práce je sestavení iontového zdroje a optimalizace jeho provozních parametrů. Iontový zdroj vycházel z předlohy zdroje vytvořeného vedoucím bakalářské práce a zbylé části byly navrženy v programu Autodesk Inventor a zadány do výroby. Po výrobě chybějících dílů zdroje došlo k jeho sestavení a následovalo měření provozních parametrů, jejichž výstupem bylo určení ideálních podmínek pro aplikaci zdroje.

Bakalářská práce je rozdělena do tří hlavních celků skládající se z několika kapitol. První část práce se zabývá druhy ionizací, principem činnosti iontového zdroje, vznikem plazmatu a faktory, které ovlivňují chování a trajektorie iontů šířících se optickou částí iontového zdroje. Vyzdvihuje zde parametry a geometrické uspořádání zdroje zabraňující ztrátě části proudové hustoty svazku během dráhy k místu aplikace. Ve druhé části se bakalářská práce věnuje iontovému zdroji americké společnosti Colutron Research Corporation a sestavení iontového zdroje na ÚFI. Zmiňuje zde jednotlivé části obou zařízení, materiál, z něhož jsou vyrobeny, principy fungování a jejich vzájemné rozdíly (zkompletovaný iontový zdroj sice stojí na základech komerčního zdroje z USA, ale v jistých oblastech došlo k zásadnímu odlišení od vzoru).

Poslední část bakalářské práce se zabývá optimalizací iontového zdroje. V závislosti na měření s různými provozními parametry podává názorné výsledky naměřených profilů proudové hustoty. V závěru práce se nachází oddíl věnující se klasifikaci generovaných svazků a určování vhodných provozních parametrů.

## 1. ÚVOD

## 2. Ionizace atomů a molekul

Při vypracování kapitoly bylo čerpáno především z [1]. Ionizace je proces, během něhož u atomů a molekul dochází k odtržení jednoho či více elektronů z diskretních energiových stavů do stavů se spojitým spektrem (elektrony opouští elektronový obal původní částice). K emisi jednoho volného elektronu a tvorbě jednonásobně ionizovaného atomu (iontu) je nutné, aby byla splněna podmínka

$$E \geq eV_i, \quad (2.1)$$

kde  $E$  je energie přijatá neutrálním atomem,  $V_i$  je hodnota prvního ionizačního potenciálu a  $e$  je elementární náboj. K ionizaci může docházet několika principiálně odlišnými procesy. K nejznámějším typům ionizace patří:

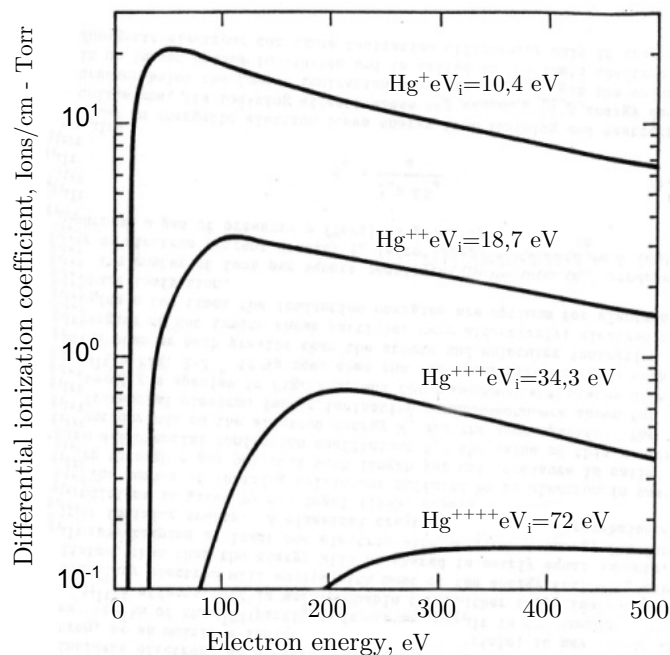
- ionizace srážkou elektronu s neutrálem
- ionizace elektrickým polem
- ionizace povrchem
- fotoionizace a ionizace radiací
- termální ionizace
- výměna náboje

Z předešlého odstavce je patrné, že během ionizace nemusí dojít k odtržení pouze jednoho elektronu z atomového obalu. Největší vliv na poměr počtu jednonásobně a vícenásobně ionizovaných atomů má energie akumulovaná v dopadajících elektronech, elektrickém poli, termálním pohybu, atd. Podmínkou násobné ionizace je absorpce energie atomy, jejíž hodnoty odpovídají vyšším ionizačním potenciálům. Přesné hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce 2.1. Je tedy patrné, že s rostoucí energií se poměr ionizovaných atomů od určité maximální hodnoty snižuje.

Obr. 2.1 vykresluje závislost ionizace atomů rtuti na energii dopadajících elektronů. Veličina na ose  $y$  se nazývá diferenciální ionizační koeficient  $S_e$  a určuje počet iontových párů na jednotku délky a tlaku (počet iontových párů/cm-torr).

Ve fyzice povrchů mohou být jednonásobně nabitě částice využívány k depozici tenkých vrstev, popřípadě se častěji používají k analýzám nanostruktur a k čištění povrchů. Ionizací vytvořené ionty jsou pomocí jednotlivých částí iontového zdroje nejprve extrahovány a poté usměrněny do svazku, který putuje transportní částí až do vakuové aparatury. Dvounásobně ionizované částice jsou urychleny na dvounásobnou energii než zbylé jednonásobně ionizované částice a jejich velikost rychlosti je pak  $\sqrt{2}$ krát vyšší než u ostatních jednonásobně ionizovaných molekul stejného prvku. Při dopadu na substrát v depoziční aparatuře takto rychlé ionty nepřispívají k tvorbě tenkých filmů, protože jejich energie již obvykle leží nad prahem odprašování vrstev. Z odstavce vyplývá, že násobná ionizace v této oblasti nenachází uplatnění a je spíše nežádoucím jevem.

## 2. IONIZACE ATOMŮ A MOLEKUL



Obrázek 2.1: Závislost diferenciálního ionizačního koeficientu  $S_e$  u násobně ionizovaného atomu rtuti na energii elektronů. Převzato a upraveno z [1, s. 16].

Tabulka 2.1: Hodnoty ionizačních energií  $E_i^{(n+i)} - E_i^{(n)} = E$  u atomů v eV. Převzato z [2].

Atom	Stupeň ionizace ( $n$ )					
	1	2	3	4	5	6
H	13,597					
He	24,586	54,414				
N	14,548	29,611	47,436	77,466	97,811	552,040
O	13,617	35,146	54,934	77,394	113,873	138,080
F	17,422	34,985	62,659	87,157	114,237	157,151
Ne	21,564	41,079	63,742	97,044	126,287	157,940
Cl	13,017	23,800	39,912	53,462	67,810	96,700
Ar	15,759	27,628	40,908	59,806	75,020	91,320
Kr	13,999	24,570	36,947			
Xe	12,129	21,208	32,121			
Rn	10,746					

## 2.1. Typy ionizací

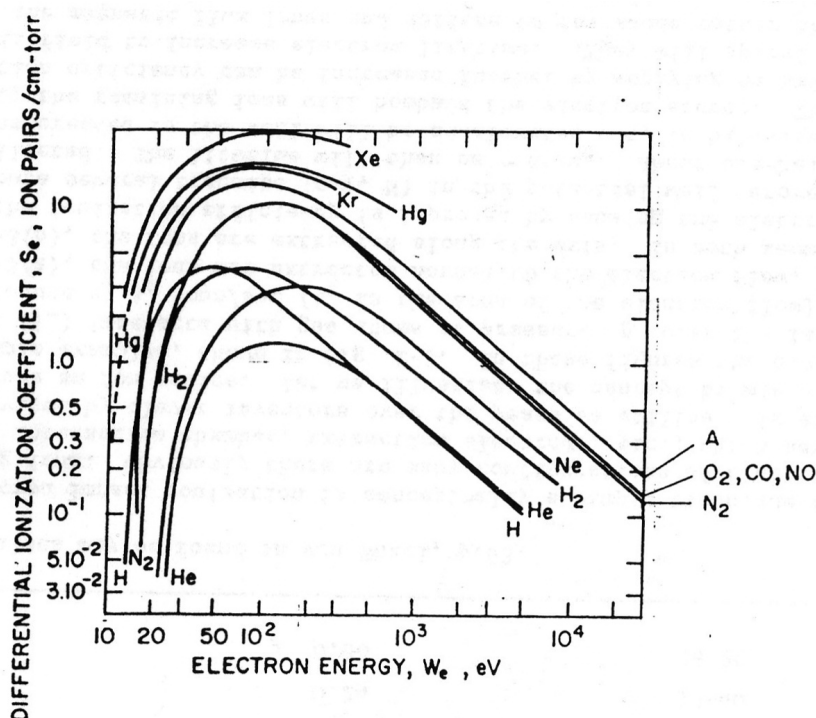
### 2.1.1. Ionizace dopadem elektronu

Jedná se o jednu z nejpoužívanějších metod ionizace. Elektrony emitované z horké či chladné katody jsou přitahovány ke kladné anodě a tím jsou urychlovány. Kinetická energie, kterou tyto elektrony disponují, je dána vztahem

$$E = e\Delta U, \quad (2.2)$$



kde  $e$  je elementární náboj a  $\Delta U$  je napětí mezi katodou a anodou. Pokud hodnota energie urychlených elektronů obecně nesplňuje vztah 2.1, dochází pouze k pružným srážkám, popřípadě k excitacím elektronů neutrálního plynu ( $E_e \geq E_{\text{ex}}$ ). Pro úplnost  $E_e$  je energie urychlených elektronů a  $E_{\text{ex}}$  je excitační energie konkrétního prvku. Jestliže je urychlovací napětí primárních elektronů vyšší a vyhovuje vztahu 2.1, pak srážka atomu s tímto elektronem vede k vyrazení valenčních elektronů z valenční slupky - tvorba iontu. Platí zde závislost, že s rostoucí kinetickou energií sekundárních elektronů roste rovněž počet vzniklých iontů. Tato závislost platí pro hodnoty energií odpovídající třem až čtyřnásobkům  $V_i$ , pro energie nižší nebo vyšší dochází ke snížení účinnosti ionizace. Účinnost popisuje výše zmíněný diferenciální ionizační koeficient  $S_e$ , jehož hodnoty jsou uvedené v obr. 2.2 pro různé energie elektronů a plyny.



Obrázek 2.2: Počet iontů vytvořených elektrony na jednotku délky a tlaku. Převzato z [1, s. 15].

Ke zvýšení účinnosti ionizace přispívá působení magnetického pole, které je generováno žhavenou katodou nebo jiným způsobem. Pole působí pouze na primární elektrony, jejichž složka rychlosti je kolmá na vektor magnetické indukce. Výsledkem je pohyb elektronů po trajektoriích zakřivených do tvaru šroubovice. Pohybující se nabitě částice pak při vhodné geometrii výbojové komory a katody urazí delší dráhu a mají tak vyšší pravděpodobnost srážky s neutrálním atomem. Počet generovaných iontů za jednotku času na ploše jednoho centimetru čtverečního lze určit ze vztahu

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{j_- p l S_e}{e}, \quad (2.3)$$

kde  $j_-$  značí elektronovou proudovou hustotu,  $p$  tlak ve výbojové komoře,  $l$  vzdálenost mezi vláknem a anodou a  $S_e$  diferenciální ionizační koeficient.

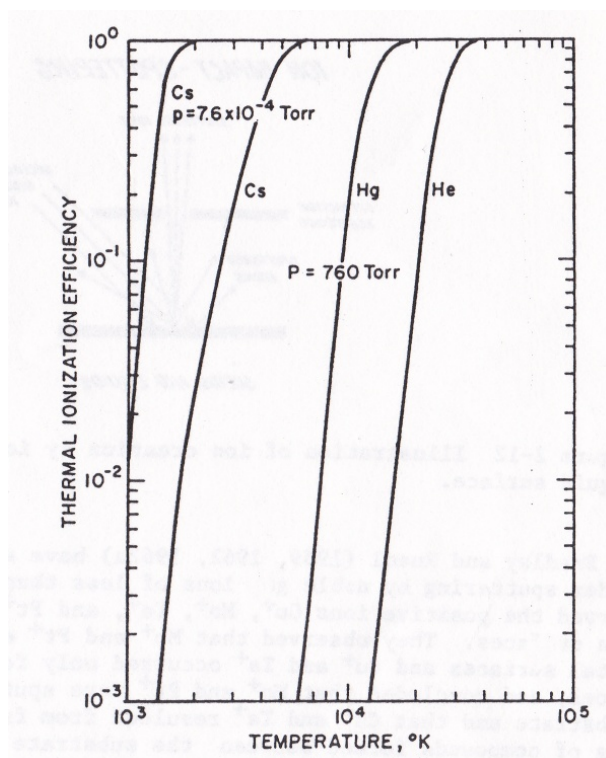
## 2. IONIZACE ATOMŮ A MOLEKUL

### 2.1.2. Termální ionizace

Tento typ ionizace se vyskytuje u vzájemně srážejících se částic s vysokou termální kinetickou energií. Rychlost přehřátých molekul plynu přísluší Maxwellovu rozdělení. Energie nejrychleji pohybujících se elektronů vyhovuje podmínce 2.1 a tyto molekuly pak ionizují neutrální atomy. Stupeň ionizace  $n_i$  v plynu o teplotě  $T$  (K) a tlaku  $p$  (Torr) je dán vztahem

$$\frac{n_i^2}{1 - n_i^2} = 4,16 \cdot 10^{-10} \frac{T^{5/2}}{p} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right). \quad (2.4)$$

Tato rovnice je odvozena za předpokladu, že aplikované elektrické pole působící na nabitě částice může změnit poměr vzájemné koncentrace elektronů a iontů. Tím dochází ke změně ionizačních potenciálů, podmínek rovnováhy, atomové excitace a dokonce může dojít k násobné ionizaci, což má velký vliv na účinnost ionizace.



Obrázek 2.3: Ionizační účinnost u termální ionizace. Převzato z [1, s. 37].

Termální ionizace tedy nemá praktické využití z důvodu potřeby velmi vysokých teplot, což má za následek velké rozpětí energií mezi jednotlivými částicemi, a nízké ionizační účinnosti patrné z obr. 2.3.

### 2.1.3. Povrchová ionizace

Jedná se o jednu z nejpoužívanějších metod tvorby iontů. Částice o nízkém ionizačním potenciálu  $V_i$  je ionizována kontaktem se zahřátým povrchem materiálu s vysokou hodnotou výstupní práce  $\varphi$ , čímž dojde k desorpci iontu. Ionizace probíhá následujícím způsobem.

Proud neutrálních atomů je usměrněn na horký kovový povrch. Při reakci atomu s povrchem, kde spolu reagují přivedený atom s atomem kovu, se jeden z valenčních elektronů (nejslaběji vázaný elektron v nejvyšší slupce elektronového obalu) nachází na energiové hladině  $V_i$ . K desorpci (i adsorpci) iontu je třeba, aby elektron v tomto stavu přijal

energii o hodnotě  $e\varphi$  a tím opustil vodivostní pás. Protože energie elektronů ve valenční slupce nabývá velké energetické disperze, může elektron adsorbované částice periodicky přecházet mezi stavy neutrálního atomu a iontu. Relativní hustota elektronů v popsanych stavech je dána vztahem

$$\frac{n_a}{n_i} = \omega_+ \exp \left[ -e \left( \frac{\varphi - V_i}{kT} \right) \right], \quad (2.5)$$

kde  $n_a$  je relativní povrchová hustota adsorbovaných atomů,  $n_i$  je relativní povrchová hustota iontů a  $\omega_+$  vyjadřuje statistickou váhu poměru adsorbovaných atomů a iontů.

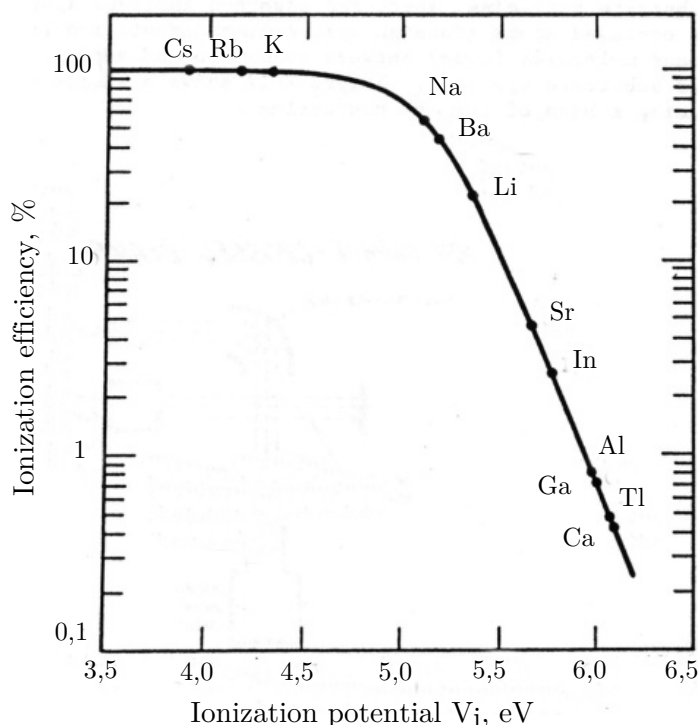
Zásadním parametrem vyjadřujícím významnost povrchové ionizace je účinnost  $\eta_i$ , kterou lze vyjádřit následujícím vztahem

$$\eta = \left\{ 1 + \omega_+ \exp \left[ -e \left( \frac{V_i - \varphi}{kT} \right) \right] \right\}^{-1} \quad (2.6)$$

kde  $\varphi$  je výstupní práce horkého kovu,  $V_i$  ionizační potenciál neutrálního atomu,  $T$  teplota a  $\omega_+$  statistický váhový poměr. Z uvedeného vztahu je patrné, že nejzásadnější vliv na podíl atomů a iontů má rozdíl ionizačního potenciálu a výstupní práce kovu (exponenciální závislost). Během děje musí být splněna teplotní podmínka

$$(T > T_c). \quad (2.7)$$

$T_c$  vyjadřuje kritickou teplotu ionizace, která u mnohých kovů (Al, In) může nabývat hodnot až 2000 K. Se vzrůstající povrchovou teplotou roste proud emitovaných iontů, dokud nejsou všechny atomy na povrchu převedeny v ionty.



Obrázek 2.4: Účinnost povrchové ionizace různých prvků na iridiu. Převzato a upraveno z [1, s. 30].

Pokud není splněna teplotní podmínka, dochází k adsorpci neutrálních atomů na horkém povrchu kovu. Důsledkem jevu je snížení povrchové práce a tím dochází k silnému

## 2. IONIZACE ATOMŮ A MOLEKUL

exponenciálnímu snížení ionizační účinnosti, která má často za následek nespojitý proud iontů.

Povrchová ionizace se využívá pro tvorbu iontů prvků s nízkými ionizačními potenciály. Jedná se především o alkalické kovy (Cs, Rb, K, Na, Li), kovy alkalických zemin (Ca, Mg) a prvky s vysokou elektronovou afinitou (halogeny). Účinnost ionizace mnohých alkalických kovů je patrná z obr. 2.4. Složitější je aplikace na prvky s vysokou teplotou vypařování. Jedná se především o prvky uran a thorium, kde se při ionizaci musí aplikovat velmi vysoké teploty. Z těchto důvodů se na výrobu povrchového kovu využívá materiálů, které mají vysokou teplotu tání a hodnotu výstupní práce. Tuto vlastnost dokonale splňuje wolfram ( $t_t = (3410 \pm 20)^\circ\text{C}$  a  $\varphi = 4,54\text{ eV}$ ) [3, s. 120]. Hlavní výhodou povrchové ionizace je výsledná vysoká účinnost, která vede k velké proudové hustotě iontů, a nízké množství nežádoucích částic ve svazku (různé nečistoty, neutrální atomy apod.).

### 2.1.4. Ionizace polem

K ionizaci atomů či molekul dochází v místech povrchu (nejčastěji v oblastech s ostrými body), kde dochází vlivem geometrie katody k lokálnímu zesílení elektrického pole. Účinkem pole se mění rozložení potenciálu (není symetricky rozložen). K ionizaci atomu dojde v případě, že nejslaběji vázaný elektron původně neutrálního atomu (valenční elektron) tuneluje úzkou potenciálovou bariérou, jejíž tvar je dán rozložením potenciálu. Tento typ ionizace se používá u iontových zdrojů pracujících s kovy o nízkém bodu tání (Ga, Sn, Bi, In a další). Výsledný svazek je následně zfokusován na stopu o velikosti desítek angströmů [4]. Tato zařízení jsou využívána u elektronových mikroskopů (např. LYRA od firmy Tescan), které umožňují technologii FIB (Focused ion beam), kde se využívá galliového svazku k lokálnímu odprašování atomů z povrchu vzorku, či k lokální depozici aj.

### 2.1.5. Fotoionizace a ionizace radiací

K ionizaci neutrálního atomu dochází po srážce s fotonem o energii  $h\nu$ . Pro úspěšnou ionizaci daného pracovního plynu musí být splněna podmínka 2.1. Oproti elektronovým srážkám platí pro foton skutečnost, že s rostoucí energií nad  $eV_i$ , se pravděpodobnost ionizace neutrálního atomu snižuje. Prahová délka světla  $\lambda_{th}$  je určena vztahem

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda_{th}} \Rightarrow \lambda_{th} = \frac{hc}{eV_i} = \frac{12345}{V_i}. \quad (2.8)$$

Největší výhodou fotoionizace je skutečnost, že není třeba žádného žhavicího vlákna (katody) k emisi elektronů. Největší nevýhodou jsou podmínky, při nichž tento proces probíhá. K úspěšné fotoionizaci je třeba velkého fotonového proudu a vysokého tlaku pracovního plynu, přičemž vzniklé iontové proudy jsou o mnoho řádů menší než proudy iontů vytvořené elektronovými srážkami. Za těchto podmínek dochází ke zhoršení tlaku v depoziční aparatuře, což vede k rychlejší kontaminaci vzorků a vytváření nehomogenních nanovrstev (pravidelné struktury by byly přerušovány oblastmi nečistot). Další nedokonalost spojená s vysokým tlakem v komoře iontového zdroje souvisí s čerpáním tohoto prostoru a s absorpcí záření plyny vyskytující se ve výbojové komoře. Ke snížení tlaku ve výbojové komoře a v dalších částech iontového zdroje (především v transportní části a depoziční oblasti), je třeba použít diferenciálního čerpání. Vzhledem k nízké účinnosti a výše zmíněným nedostatkům iontových zdrojů využívajících fotoionizačních jevů se s těmito zdroji prakticky nesetkáme. Uplatnění nachází spíše u fotoionizačních detektorů.

### 2.1.6. Výměna náboje

K výměně náboje dochází prostřednictvím srážek kladných iontů s molekulami či atomy plynu. Při vzájemných srážkách mohou nastat dva typy situací – přenos hybnosti a energie nebo výměna náboje. Výměna náboje se využívá tehdy, pokud se rychlý iont pohybuje skrze prostor s neutrálními atomy plynu. S atomem plynu se srazí, předává mu náboj a dále se pak pohybuje velkou rychlostí nyní již jako neutrální částice. Nejedná se o jev, který vede k tvorbě iontů (nedochází ke změně počtu iontů v komoře), nýbrž pouze k přenosu náboje mezi původním iontem a neutrálním atomem.

## 2. IONIZACE ATOMŮ A MOLEKUL

### 3. Iontový zdroj

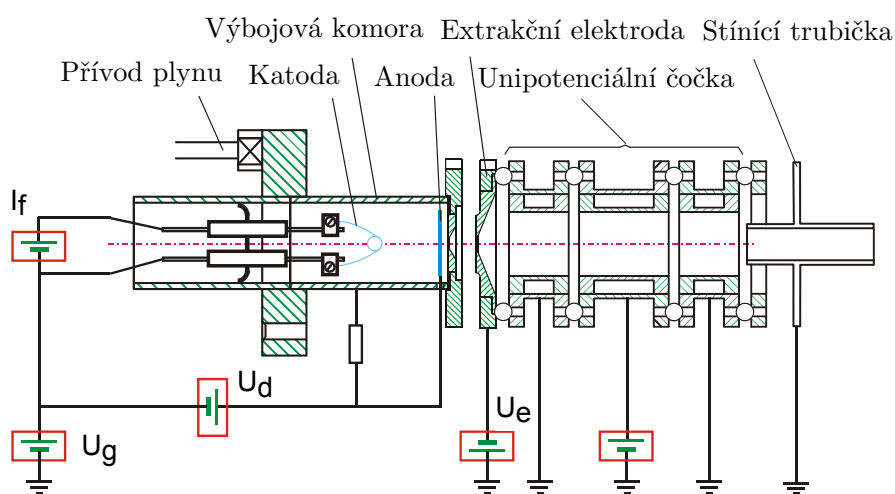
Iontové zdroje jsou zařízení využívaná k tvorbě iontů. Zatímco u iontových zdrojů je při konstrukci využita řada různých principů, a proto existuje velké množství technických řešení, u elektronových zdrojů se opíráme pouze o několik fyzikálních procesů (termoemise, autoemise). Ohlédneme-li se na uplatnění iontových zdrojů, zjistíme, že je lze využít při nejrozličnějších aplikacích – depozice tenkých vrstev, bodové či plošné odprašování, atd. Mnohé iontové zdroje jako Kaufmanův iontový zdroj a zdroje využívající povrchovou ionizaci byly vyvinuté pro pohon vesmírných zařízení. Naproti tomu iontový zdroj typu von Ardenne nebo Penningův iontový zdroj vzešly z aplikací v atomové a jaderné fyzice [5, s. 189,190]. V nemalém počtu iontových zdrojů využívajících k ionizaci neutrálních atomů, např. srážku s elektronem (samotný iontový zdroj je vybaven elektronovým zdrojem, ale nejedná se o pravidlo), se ve výbojové komoře vytváří plazma, z něhož je pak získán očekávaný svazek iontů. V celé bakalářské práci je použita terminologie plazmový iontový zdroj dle prof. Krále z ČVUT.

#### 3.1. Plazmový iontový zdroj

Jedná se o iontový zdroj, u kterého se ve výbojové komoře vytváří plazma. Běžné iontové dělo se skládá z několika hlavních částí:

- a) přívod plynu s regulací průtoku plynu
- b) výbojová komora
- c) extrakce
- d) fokusace

Většina ze jmenovaných částí je patrná z následujícího obrázku 3.1.



Obrázek 3.1: Sestava iontového zdroje. Převzato z [6].

### 3. IONTOVÝ ZDROJ

#### 3.1.1. Výbojová komora

Výbojová komora je částí iontového zdroje, do níž je přes potrubí a nejčastěji jehlový ventil přiveden pracovní plyn. Na jednom konci výbojové komory se obvykle nachází katoda (vhodně navinuté vlákno, dutá katoda), ze které je získáván proud elektronů. Na opačné straně výbojové komory se nachází anoda s malým otvorem uprostřed, k němuž jsou emitované elektrony z vlákna urychlovány. Během doby, kdy na záporně nabitě částice působí elektrické pole, získávají energii odpovídající rozdílu potenciálů mezi anodou a katodou. Při tlaku jednotek až stovek pascalů nepružnou srážkou s neutrálními atomy, při níž hodnota energie elektronů vyhovuje podmínce 2.1, dochází k ionizaci atomů ve výbojové komoře a vzniku plazmatu.

#### Plazma

V přírodě tvoří po pevných látkách, kapalinách a plynech čtvrté skupenství hmoty. Mnohé zdroje uvádí, že celý vesmír je z 99 % tvořen materiálem v plazmovém stavu (plynné mlhoviny, nitra hvězd a mezihvězdný vodík). Jednoduše by se dalo říci, že plazma je ionizovaný plyn, který se liší koncentrací elektricky nabitých částic [7, s. 17]. Ve skutečnosti tuto obecnou definici nelze použít, a proto tento plyn musí splňovat přísnější podmínky:

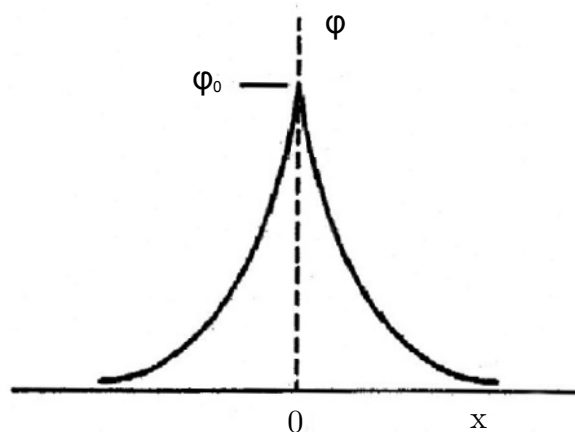
- a) v plazmatu jsou volné nosiče elektrického náboje
- b) plazma vykazuje kolektivní chování
- c) plazma je kvazineutrální [8, s. 11]

Za kolektivní chování se považují pohyby nabitých částic, při nichž může dojít k tvorbě lokální koncentrace kladného nebo záporného náboje, což vede k vytvoření elektrických polí. Ty pak působí i na jiné vzdálené nabitě částice. Coulombova síla mezi dvěma náboji vzájemně vzdálenými  $r$  se zmenšuje s  $1/r^2$ . Plazma tedy jako celek reaguje na elektrická a magnetická pole a ta rovněž vytváří.

Za kvazineutralitu se považuje stav, kdy můžeme položit

$$n_i \simeq n_e \simeq n_0, \quad (3.1)$$

kde  $n_0$  je společná hustota nazývaná hustota plazmatu. S termínem kvazineutrality souvisí termín Debyeova stínící délka.

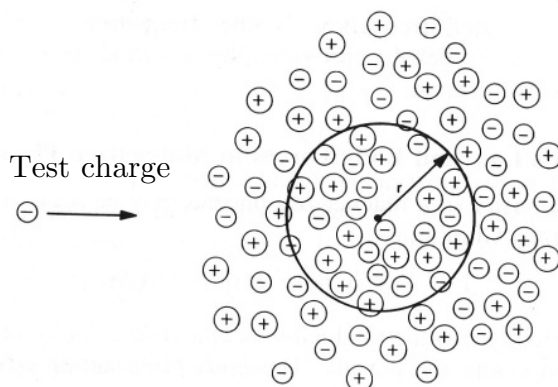


Obrázek 3.2: Rozložení potenciálu v blízkosti mřížky v plazmatu, na níž je potenciál  $\varphi_0$ . Převzato z [7, s. 24].

Předpokládejme plazma složené z několika různých druhů částic, v jehož okolí se nachází bodový zdroj s potenciálem  $\varphi_0$  v  $x = 0$ . Bodový zdroj začne přitahovat částice



s opačným nábojem. Průběh potenciálu v okolí je pak ovlivňován nabitými částicemi a ty částice, které mají nenulovou konečnou teplotu a jejich potenciální energie tedy odpovídá  $kT$ , obklopí bodový zdroj a potenciál bodového zdroje zastíní. Vzdálenost, na níž dochází k zastínění potenciálu na  $1/e$ , se nazývá Debyeova stínící délka  $\lambda_D$ . Průběh potenciálu na vzdálenosti od bodového zdroje je vykreslen na obr. 3.2.



Obrázek 3.3: Kvazineutralita koule o poloměru  $r$  v plazmatu s kinetickou energií elektronů  $kT_e$ . Převzato z [5, s. 126].

Při určování této vzdálenosti vycházíme z předpokladu, že podíl hmotností iontů a elektronů  $M/m$  je tak velký, že nedovoluje iontům, aby se znatelně pohnuly v časovém rozpětí experimentu. Úpravami provedenými v [7, s. 24,25], během nichž bylo použito mnohých aproximací (např.  $T_e = T_i$ ) dojdeme ke zjednodušení

$$\lambda_D = \left( \frac{\varepsilon_0 k T_e}{n e^2} \right)^{1/2}, \quad (3.2)$$

kde  $\varepsilon_0$  je permitivita ve vakuu,  $T_e$  je teplota elektronů ( $T_e = T_i$ ),  $n$  je koncentrace náboje,  $e$  je hodnota elementárního náboje a  $k$  je Boltzmannova konstanta. Důležitým parametrem je určení počtu elektronů  $N_D$  v Debyeově sféře (oblast, v níž částice vnímá své sousedy jako bodové částice). Nad touto hranicí je potenciál odstíněný, pokud platí vztah

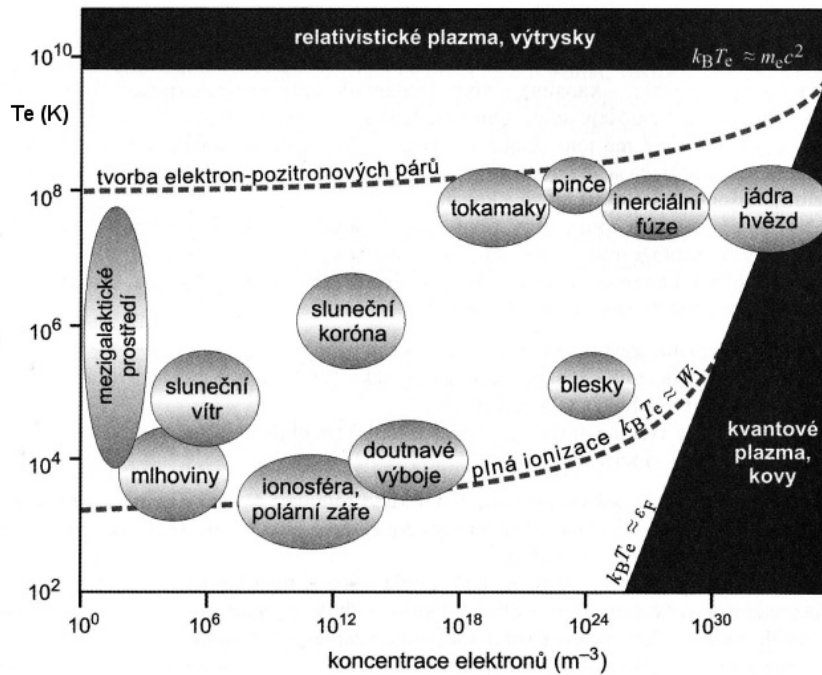
$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_{e0} \quad (3.3)$$

a jestli  $N_D \gg 1$ , pak celková síla je od jednotlivých částic nulová a hovoříme o ideálním plazmatu (dáno vysokou teplotou nebo nízkou koncentrací) [8, s. 91]. Poslední parametr, který rozhoduje, zda se jedná o plyn nebo plazma, je frekvence oscilací plazmatu  $\omega$ . Vynásobíme-li tuto frekvenci střední dobou mezi srážkami nabitých částic s neutrály  $\tau$  a vyhovuje-li tento součin podmínce

$$\omega \tau > 1, \quad (3.4)$$

pak se systém chová spíše jako plazma než neutrální plyn [7, s. 26]. Jak bylo uvedeno na začátku kapitoly, plazma se vyskytuje v objektech ve vesmíru a tak rozlišujeme i značný počet druhů plazmatu. Typ plazmatu je dán závislostí energie ( $T_e$ ) na koncentraci částic v plazmatu  $n$ . Na obr. 3.4 lze pozorovat různé druhy plazmatu lišící se právě teplotou a koncentrací elektronů.

### 3. IONTOVÝ ZDROJ



Obrázek 3.4: Druhy plazmatu. Převzato z [8, s. 12].

#### Chování plazmatu ve výbojové komoře

V oblasti okolo záporné elektrody se vytvoří oblast (catode sheath), v níž se ještě plazma nevytváří. Nachází se zde katodou emitované elektrony, popřípadě nízký počet kladných iontů, které narážejí do vlákna. Popsaný prostor se vyznačuje působením silného elektrického pole a růstem potenciálu. Za touto zónou se nachází oblast plazmatu, jehož povrch tvoří ekvipotenciální plocha, na níž nepůsobí žádné vnější elektrické pole. Plazma v oblasti splňuje vlastnosti popsané v předešlých odstavcích. Za pásem plazmatu v okolí kladné elektrody vzniká užší prostor (anode sheath) než v oblasti katody, který je tvořen odváděnými elektrony a útvaru nazývaným plazmatický meniskus (vyboulený útvar na okraji plazmatu). Z plazmatického menisku jsou působením silného elektrického pole extrahovány přítomné ionty, z nichž je pak formován iontový svazek.

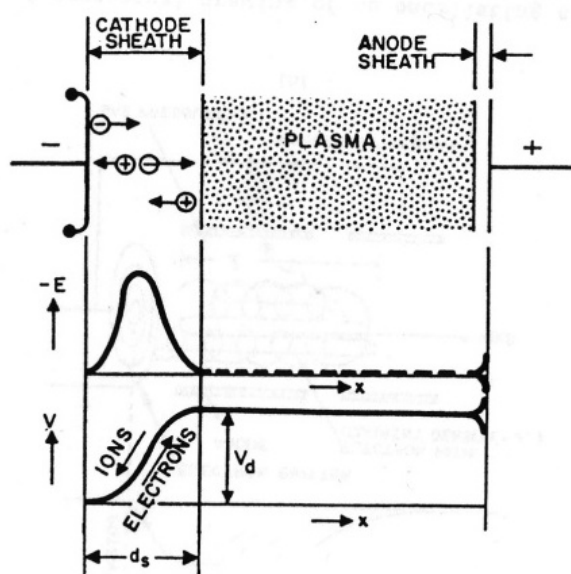
#### 3.1.2. Extrakce

Extrakční část iontového zdroje je tvořena extrakční elektrodou, na níž je přiveden záporný potenciál. Elektroda působí elektrickými silami na emisní povrch tvarovaný do plazmového menisku, z něhož urychluje ionty z plazmatu. V případě urychlování záporně nabitých elektronů by se na extrakční elektrodu přivedl kladný potenciál.

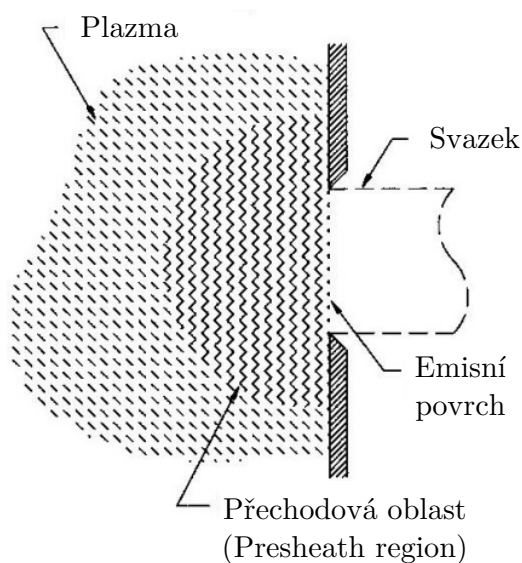
V závislosti na vlastnostech plazmatu je meniskus silně ovlivněn koncentrací nabitých částic v komoře, tvarem extrakční elektrody, aplikovaným extrakčním napětím, teplotou elektronů a vzdáleností elektrody od plazmatu [9]. Je možné odvodit vztah, který určuje vzdálenost emisního povrchu od elektrody.

$$d = \left[ \left( \frac{4\varepsilon_0}{9} \right) \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \left( \frac{V^{3/2}}{en_0 v_0} \right) \right]^{3/2}, \quad (3.5)$$

kde  $V$  je extrakční napětí,  $d$  vzdálenost emisního povrchu od extrakční elektrody a  $en_0 v_0 = j_i$  označuje iontovou proudovou hustotu. Úpravou uvedeného vztahu a vyjádřením



Obrázek 3.5: Závislost elektrického pole a potenciálu na pozici na ploše pro jednoduchou geometrii výbojové komory. Převzato z [1, s. 20].



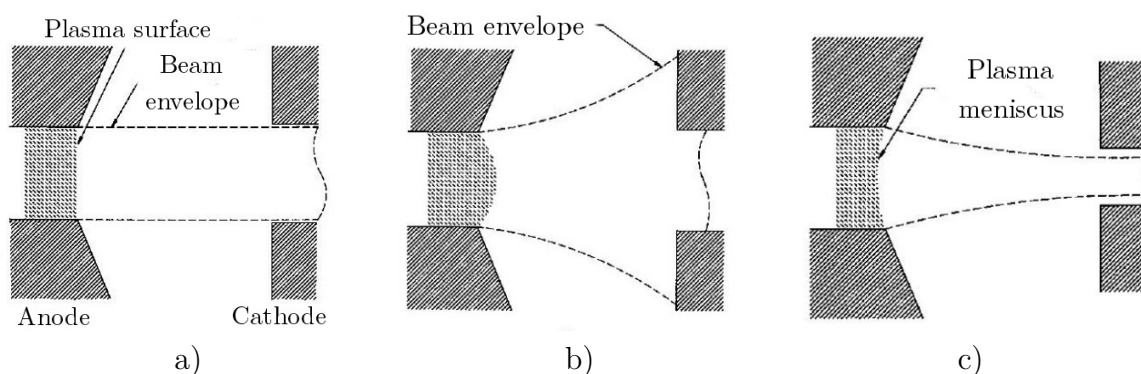
Obrázek 3.6: Řez okrajem výbojové komory a extrakční oblastí. Upraveno z [9, s. 297].

iontové proudové hustoty  $j_i$  získáváme závislost  $j_i$  na extrakčním napětí a vzdálenosti mezi plazmovým meniskem a extrakční elektrodou (předpokládáme totiž konstantní iontovou proudovou hustotu). Ze vztahu plynou tři možnosti, kdy může být proudová hustota konstantní, což vede k modifikaci tvaru plazmového emisního povrchu. Plazmový meniskus může být:

- Rovinný** – nastane v případě, kdy aplikujeme „průměrné extrakční napětí“. Napětí není příliš nízké a ani vysoké, což vede ke střední vzdálenosti mezi extrakcí a meniskem. Vytvořený svazek iontů má pak tvar válce (svazky jsou rovnoběžné).
- Vypuklý** – pokud je na extrakční elektrodě nastavený nízký potenciál, pak se zmenšuje vzdálenost mezi objekty oproti rovinnému případu. Výsledný svazek je pak divergentní.

### 3. IONTOVÝ ZDROJ

- c) **Vydutý** – nastavením vysokého potenciálu na extrakci roste vzdálenost mezi plazmatem a extrakční elektrodou. Dochází ke zvětšení emisního povrchu. Výsledný svazek pak konverguje [9, s. 295].



Obrázek 3.7: Tvary emisních povrchů plazmatu v pořadí a) rovinný b) vypuklý a c) vydutý. Převzato z [9, s. 294,295].

K extrakci iontů dochází v každém druhu iontového zdroje. Z obr. ?? je patrné, že extrakce iontů z elektron-srážkového a plazmového iontového zdroje probíhá rozdílným procesem.

Elektron-srážkový iontový zdroj na rozdíl od plazmového nevytváří uvnitř komory žádné plazma (zdroj pracuje za mnohem nižšího tlaku), protože vnitřní oblast komory, v níž se generují ionty není na stejném potenciálu. Ionty jsou pak vytahovány z celého objemu.

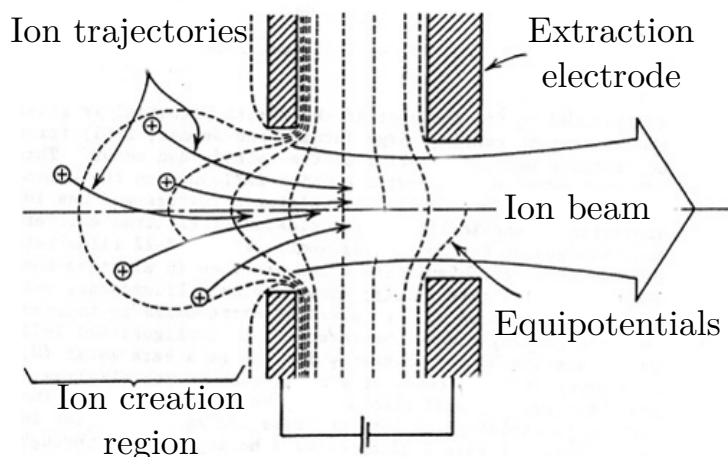
Plazmový iontový zdroj oproti elektron-srážkovému zdroji vytváří uvnitř výbojové komory plazma, z čehož vyplývá, že většina výbojové komory až na okrajové oblasti se nachází na stejném potenciálu (povrch plazmatu tvoří ekvipotenciální plocha) a ionty jsou extrahovány z výše definované oblasti plazmového menisku. Extrakce iontů u plazmových iontových zdrojů z ekvipotenciální plochy má za následek nižší energiovou disperzi iontů ve svazku.

#### 3.1.3. Fokusace

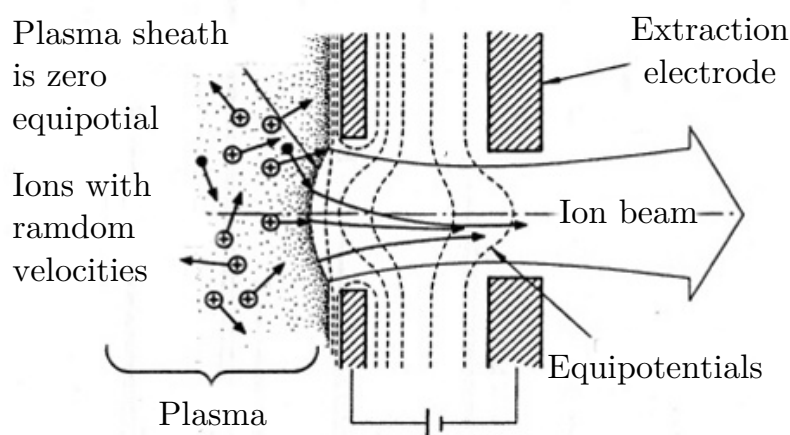
K tomu, aby se iontový svazek šířil prostorem prostřednictvím symetrického útvaru (např. válce), je třeba na nabitě částice působit elektrostatickými silami, s nimiž lze dosáhnout symetrického tvaru svazku. Fokusace je řešena použitím elektrostatických čoček, kde se nejčastěji používají tři následující řešení [10, s. 129-132]:

- a) aperturní čočky
- b) bipotenciální čočky
- c) unipotenciální čočky

V případě **aperturní čočky** se jedná o uspořádání s jednou elektrodou ve tvaru disku s kruhovým otvorem v ose. Podstatou užití čoček je odlišnost polí před a za čočkou. S umístěním kladného či záporného potenciálu před optickým prvkem souvisí skutečnost, o jakou polaritu částic se jedná a zda je účelem svazky rozptýlit či soustředit. V případě fokusace iontových svazků se aplikuje před čočkou záporný potenciál a za ní kladný (čočka je na kladném potenciálu). Druhým případem je použití **bipotenciální (imersní) čočky**, kde na jedné z čoček je nastaven záporný a na druhé z nich kladný potenciál (společně pak tvoří spojku a rozptylku). Důsledkem tohoto uspořádání během fokusace svazku dochází ke změně energie iontů. Pokud je změna energie dostatečně rychlá, pak



Obrázek 3.8: Extrakce iontů z elektron-srážkového iontového zdroje. Převzato a upraveno z [1, s. 51].

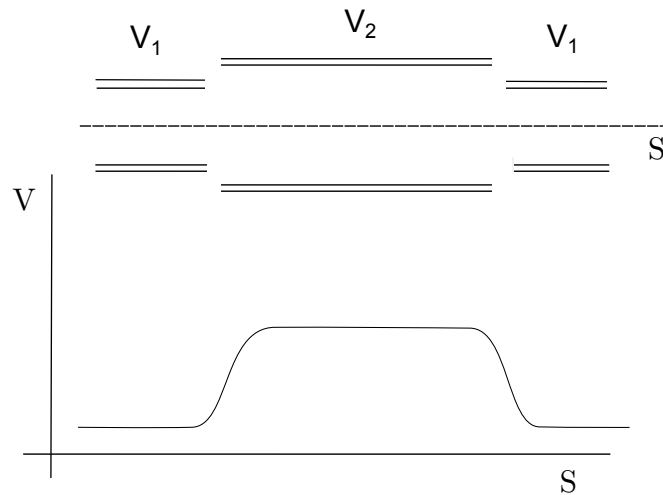


Obrázek 3.9: Extrakce iontů z plazmového iontového zdroje. Převzato a upraveno z [1, s. 51].

může dojít k odražení letícího elektronu - elektron nemůže mít zápornou kinetickou energii. Tento mechanismus se nazývá elektronové zrcadlo a je schopen elektrony odrážet ve tvaru konvergujících ( $V_2 < 0$ ) či divergujících svazků ( $V_2 > 0$ ) [10, s. 131]. Nejčastěji se ovšem k soustředění svazků využívá **unipotenciální čočky (Einzel lens)**. Analogie mezi nabitými částicemi a kvanty světla vedou k podobným vlastnostem elektrostatických a geometrických čoček, tj. fokusaci příslušných částic. V případě Einzel lens dochází k soustředění jak elektronových, tak iontových svazků [6] - záleží na polaritě potenciálu čoček.

Z hlediska konstrukce se unipotenciální čočka skládá ze tří vzájemně izolovaných válcových elektrod (prostřední elektroda bývá většinou tvarově a rozměrově odlišná od krajních). Na krajní elektrody je přiveden stejný potenciál  $V_1$  a dle aplikace je na prostřední elektrodu přiveden vyšší (fokusace iontů) či nižší potenciál  $V_2$  (fokusace elektronů).

### 3. IONTOVÝ ZDROJ

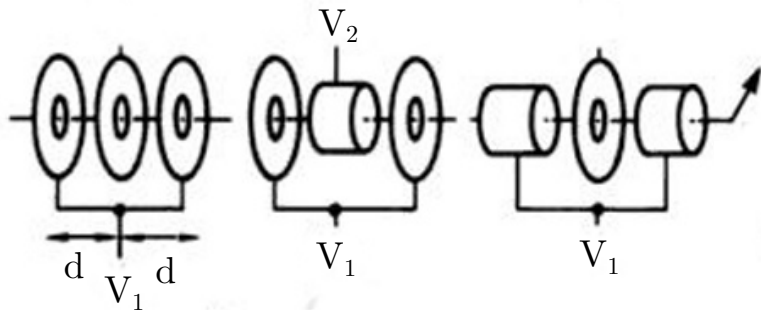


Obrázek 3.10: Průběh potenciálu v unipotenciální čočce. Převzato a upraveno z [11].

Důsledkem zmíněného nastavení (krajní elektrody jsou většinou na plovoucím potenciálu, případně uzemněné, a  $V_1 < V_2$ ) při průletu čočkou dochází k fokusaci iontů, přičemž nedochází ke změně jejich energie. Daná soustava čoček se tedy chová jako jedna konvergentní čočka [12]. Jednotlivé elektrody jsou od sebe odděleny izolátory. Ohniskovou vzdálenost souměrné unipotenciální čočky lze přibližně získat ze vztahu

$$\frac{1}{f} \approx \frac{3}{8d} \left( \frac{V_2 - V_1}{V_1} \right)^2, \quad (3.6)$$

kde  $d$  je vzdálenost krajní elektrody od centrální a  $V_2$  a  $V_1$  jsou nastavené potenciály na elektrodách, jak je zřejmé z obr. 3.11.



Obrázek 3.11: Geometrické konfigurace unipotenciální čočky. Převzato a upraveno z [10, s. 129].

Průchodem fokusační částí iontového zdroje je tedy svazek soustředěn. Za čočkami se ale mohou vyskytovat ještě další optické členy (oktopól, vychylovací destičky, filtry částic aj.), jejichž přítomností jsou ionty ve svazku vychylovány, filtrovány apod. Výsledný zpracovaný svazek je následně dopraven na místo potřeby (na vzorek v depoziční aparatuře).

## 4. Iontové svazky

Extrakcí iontů z výbojové komory dochází k formování svazku. Ten je pak pomocí optické části soustředěn do tvaru válce a v závislosti na aplikaci dopadá na vzorek (v případě depozice je požadována kruhová stopa). Během transportu ovšem na svazek částic působí síly různého původu, jejímž působením se místo kruhové stopy vytváří elipsa nebo jiné podobné geometrické útvary (souměrné i nesouměrné). K nedokonalostem svazků nejčastěji přispívají následující činitelé:

- a) vliv prostorového náboje
- b) aberace v iontově-optických systémech
- c) vlivy magnetického pole [1, s. 131]

### 4.1. Vliv prostorového náboje

Šíření svazku nabitých částic v prostoru je ovlivněno vzájemnými coulombovskými silami jednotlivých nábojů. Interakce nábojů lze rozdělit na individuální (dochází k náhodnému vychýlení trajektorií ve svazku v oblastech křížiště a před jeho zdrojem) a kolektivní (prostorový náboj). Individuální interakce jsou pojmenovány po svých objevitelích (Boerschův a Loefflerův jev) [13]. Pohybují-li se ionty ve směru optické osy, pak velikost odpudivé síly interagujících nabitých částic je dána množstvím částic ve svazku (úměrné proudové hustotě). V praxi se s prostorovým nábojem setkáváme u nejrůznějších elektronově-iontových zařízení. Příklady takových zařízení jsou samotné iontové zdroje, vysokofrekvenční elektronky apod. Prostorový náboj se u zařízení projevuje především:

- v důsledku působení coulombovských odpudivých sil dojde k rozšiřování svazku
- prostorový náboj změní rozdělení potenciálu v soustavě; rozdělení potenciálu se již nebude řídit Laplaceovou, ale Poissonovou rovnicí

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (4.1)$$

Řešení uvedené Poissonovy rovnice 4.1 nastane v případě, kdy se v okolí místa, v němž určíme rozložení potenciálu, nachází volné náboje. V naší situaci se jedná o náboje v iontovém svazku. V rovnici  $\rho$  vyjadřuje hustotu elektrického náboje v prostoru a  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua.

- Změny rozložení potenciálů vyvolané prostorovým nábojem budou omezovat proud nabitých částic procházející systémem.

Do jaké míry se prostorový náboj uplatňuje v částicové optice, určuje parametr perveance  $P$ .

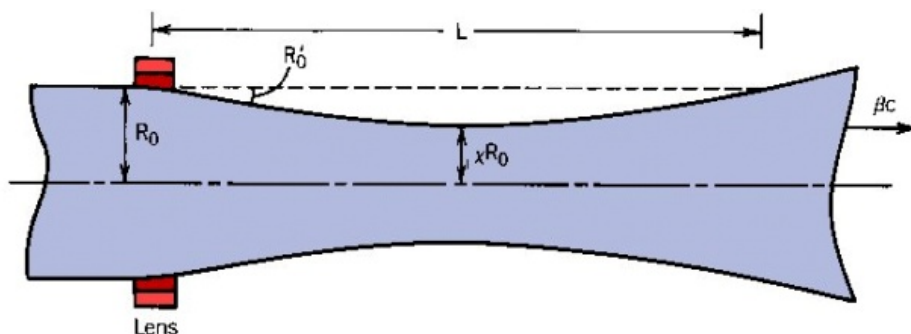
$$P = \frac{I}{V^{3/2}}, \quad (4.2)$$

$I$  představuje velikost proudu svazku a  $V$  potenciálový rozdíl na dráze, kterou svazek urazil. Zavedení pojmu perveance tedy umožňuje rozlišit dvě následující situace:

- Existenci intenzivních svazků je omezena možnost fokusace svazku optickými členy, hovoříme pouze o jeho zformování. Uvažujeme-li svazek nabitých částic mající válcovou symetrii a šířící se ve směru osy  $z$ , kromě radiální elektrické síly a vzájemných interakcí iontů zde žádné jiné pole nepůsobí. Nabitě částice se tedy v axiálním směru pohybují rovnoměrně a v radiálním směru na ně působí elektrické pole s intenzitou  $E_r$ , jejíž velikost klesá se s úměrností  $1/r$  (vypočteno z Gaussova zákona válcových těles pro pole v radiálním směru). Vycházíme-li ze vztahu mezi rozloženým potenciálem a elektrickou intenzitou v radiálním směru

pak je zřejmé, že potenciál se v radiálním směru mění jako logaritmická funkce  $r$ . Současně neustálou fokusací svazku nelze získat nulovou šířku, ale vlivem prostorového náboje se se zužujícím průměrem zvětšují velikosti vzájemných odpudivých elektrických sil. Jsme tedy schopni dostat se pouze na minimální šířku svazku  $R_{0\min}$ , jehož poloha se nachází uprostřed dráhy, kterou nabitě částice urazí. Na základě těchto znalostí je pak snadné vypočítat celkový konvergentní proud v iontovém svazku.

kde  $R_0$  značí průměr elektrostatické čočky, popřípadě trubky, v níž se ionty pohybují a  $L$  je uražená vzdálenost (délka svazku).



Odstavec týkající se prostorového náboje byl převážně vypracován dle [12].

20



V případě iontové fokusace svazku nebo při urychlování částic systémem mohou nastat potíže (obzvláště u velkých proudových hustot se pak vytvoří nezanedbatelný svazek neutrálních částic). Původně pomalé ionty jsou pomocí elektrod urychlovány a fokusovány ve svazek, avšak často u iontů s velmi nízkými rychlostmi dochází k nárazu nabitě částice do elektrody (pomalu pohybující se ionty jsou delší dobu vystaveny působení coulombovských sil prostorového náboje ostatních iontů, což vede k divergenci svazku a pozdějšímu dopadu vychýlených iontů na povrch elektrody). Výsledkem těchto nechtěných dopadů je odprašování materiálu z elektrod a tvorba pomalých iontů, která je spojena se snižující se proudovou hustotou a s tvorbou široké stopy v místě určení. Odprášený materiál pak dopadá na izolační kuličky či keramiku, pokrytím celého povrchu se vytvoří vodivá vrstvička a dochází ke zkratu původně izolovaných komponent iontového děla.

## 4.2. Aberace v iontově-optických systémech

Aberacemi v iontově-optických prvcích tvořící transportní systém iontového zdroje dochází k ovlivnění velikosti a tvaru soustředěného svazku nabitých částic. V odborné literatuře se vzniklý geometrický útvar s nejmenším průměrem nazývá disk. Aberace rozdělujeme podle způsobu vzniku na:

- sférické aberace
- chromatické vady
- astigmatismus
- difrakci

Pod kapitola je zpracována dle [1],[10].

### 4.2.1. Sférická vada

K této vadě dochází vlivem silných fokusačních polí elektrostatických čoček a projevuje se více v oblastech blízkých povrchu elektrod než v paraxiálních oblastech. Proto laminárně pohybující se ionty blíže povrchu čočky jsou soustředěny do kratší vzdálenosti nežli ionty letící blízko optické osy. Poloměr výše zmíněného disku  $\delta_s$  je dán

$$\delta_s = \frac{C_s \alpha_i^3}{4}, \quad (4.5)$$

,

kde  $C_s$  je sférická aberační konstanta, která je obvykle vztažena k paraxiální ohniskové vzdálenosti  $f$  vztahem

$$C_s = K_s f, \quad (4.6)$$

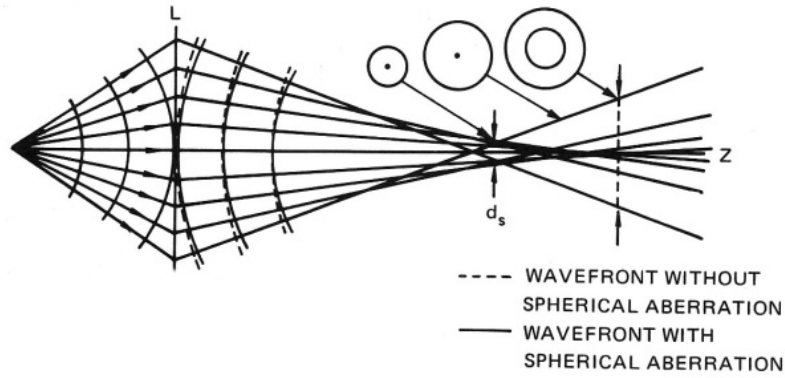
$K_s$  vyjadřuje geometrickou konstantu čočky a  $\alpha_1$  značí poloviční konvergentní úhel na obrazové straně čočky. Úhel  $\alpha_i$  lze vypočítat z Lagrangeova-Helmholtzova vztahu pro ekvivalentní úhel  $\alpha_0$  ležící na předmětové straně

$$\sqrt{V_0} h_0 \alpha_0 = \sqrt{V_i} h_i \alpha_i, \quad (4.7)$$

kde  $V_0$  a  $V_i$  jsou potenciály na předmětové a obrazové straně čočky,  $h_0$  a  $h_i$  jsou vzdálenosti paprsků od optické osy.

V iontově-optické soustavě nelze eliminovat sférickou vadu. Důležitost této aberace způsobuje sférická aberační konstanta  $C_s$ , jejíž hodnota se značně projevuje u extrakční elektrody.

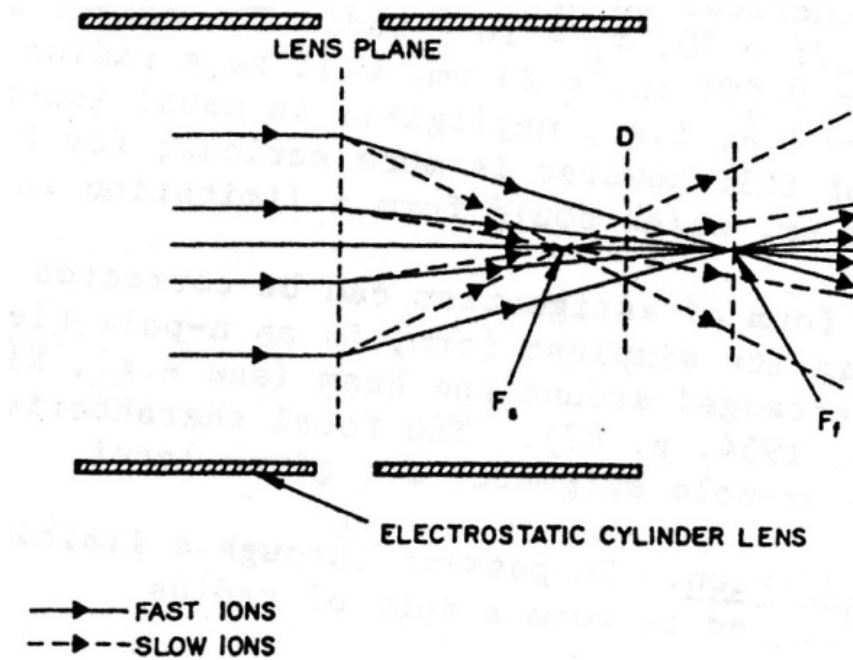
## 4. IONTOVÉ SVAZKY



Obrázek 4.2: Sférická vada. Převzato z [10, s. 107].

### 4.2.2. Chromatická vada

Chromatická vada v čočkách souvisí s rychlostmi pohybujících se částic. Rychlost popisuje „stav“ iontů v prostoru, kde na ně působí elektrostatické čočky. V oblastech blízko povrchu čoček jsou rychleji letící nabitě částice méně fokusovány než-li pomalejší, protože na ně kratší dobu působí elektrostatická fokusační síla.



Obrázek 4.3: Chromatická vada projevující se u svazků s velkou energiovou disperzí. Převzato z [1, s. 152].

U této aberace opět uvažujeme disk o poloměru

$$\delta_c = C_c \frac{\Delta V}{V_0} \alpha, \quad (4.8)$$

kde  $C_c$  představuje chromatickou konstantu, která je vyjádřena vztahem

$$C_c = K_c f, \quad (4.9)$$

kde  $K_c$  je geometrická konstanta čočky a  $f$  ohnisková vzdálenost. Z uvedeného vztahu pro poloměr disku  $\delta_c$  je vidět, že velikost chromatické vady není pouze funkcí geometric-

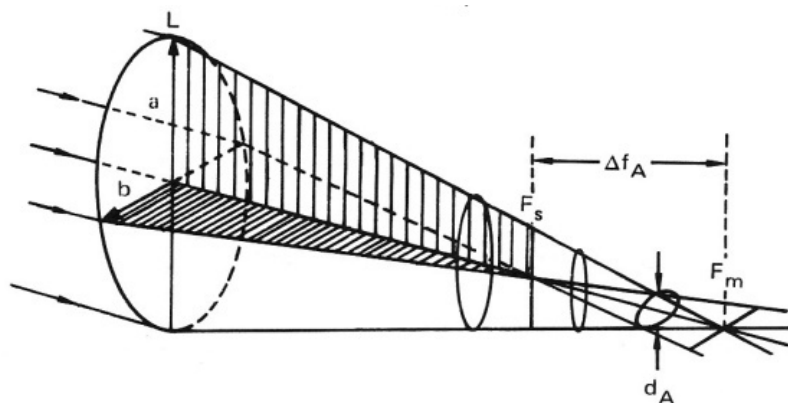
kých charakteristik čoček, ale také energetické disperze. Podíl  $\Delta V/V_0$  udává poměr mezi energiovou disperzí a střední energií přicházejících iontů do oblasti působení čoček.

### 4.2.3. Astigmatismus

Astigmatismus se projevuje vlivem konstrukčních, designových a materiálových nedokonalostí. Úroveň astigmatismu vyplývá z tvaru a pozice optických prvků tvořících transportní část iontového zdroje. Způsobují jej nedokonalosti otvorů optických prvků (nejsou kruhové), popřípadě vychýlení kruhových otvorů vzhledem k optické ose. K astigmatismu rovněž přispívá působení sil pouze v jedné rovině, tj. různé velikosti vzájemně kolmých sil vytvoří místo kruhové stopy elipsu. Poloměr disku  $\delta_e$  je dán vztahem

$$\delta_e = C_e \alpha, \quad (4.10)$$

kde  $C_e$  se nazývá eliptická konstanta a úhel  $\alpha$  má stále stejný význam. Korekce systému se řeší zavedením vnějšího magnetického nebo elektrostatického pole pomocí stigmátorů.



Obrázek 4.4: Astigmatismus. Převzato z [10, s. 107].

### 4.2.4. Difrakce

Svazek procházející omezujícím otvorem je ohýbán do stopy o poloměru

$$\delta_d = \frac{0,61\lambda}{\alpha}, \quad (4.11)$$

kde  $V_0$  udává urychlovací potenciál a  $M$  hmotnost iontů. V praxi není tolik významná v porovnání s ostatními vadami.

### 4.2.5. Celková aberace

Pokud se v iontově-optické části projevují aberace nejrůznějších typů (chromatická, sférická, astigmatismus, difrakce) a veličiny, které je způsobují jsou vzájemně nezávislé, lze celkový poloměr nejuzšího profilu iontového svazku (např. stopy na vzorku) vyjádřit pomocí metody nejmenších čtverců. Výsledná hodnota aberace jedné čočky je dána součtem čtverců jednotlivých aberací

$$\delta_{\text{glob}} = \sqrt{\delta_s^2 + \delta_c^2 + \delta_e^2}, \quad (4.12)$$

kde  $\delta_s$ ,  $\delta_c$  a  $\delta_e$  jsou příslušné aberační koeficienty, jejímž složením získáme nejmenší dosažitelný poloměr fokusovaného svazku  $\delta_{\text{glob}}$ . V případě, že máme více čoček, závislost se značně komplikuje. Musíme totiž uvažovat vzájemnou vzdálenost čoček a navíc jednotlivé čočky mají různé koeficienty  $C_s$  (dáno výrobou) a ohniskové vzdálenosti  $f$ .

### 4.3. Vlivy magnetického pole

Pokud není magnetické pole v systému (např. v rychlostním filtru), jedná se obvykle o působení nevhodně zvoleného materiálu, který vykazuje magnetické vlastnosti. Ve skutečnosti působení těchto předmětů na iontové svazky je zanedbatelný. Daleko zásadnější vliv na trajektorie iontů mají zdroje vnějšího elektrického a magnetického pole, jejichž vliv se omezuje stíněním. Jedním z negativně působících prvků napojených k aparatuře jsou iontové vývěvy vybavené silnými magnety.

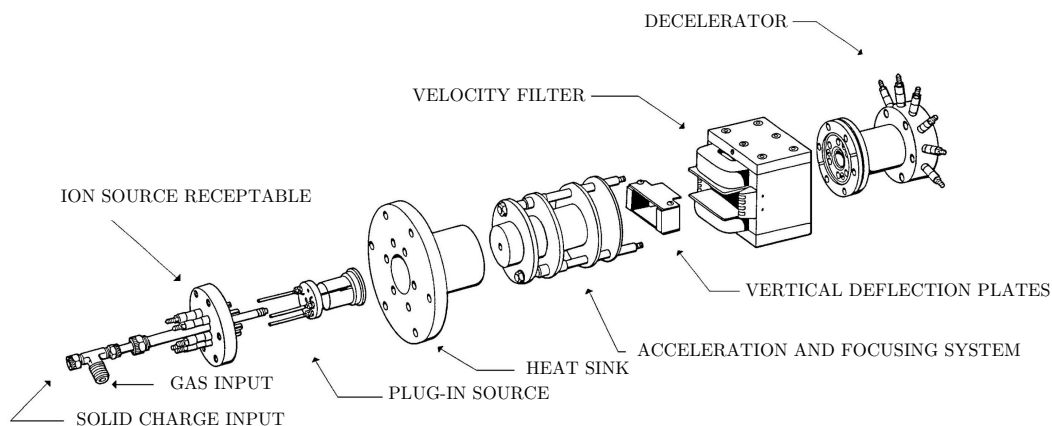
## 5. Komerční iontový zdroj typu Colutron

### 5.1. Společnost Colutron

Americká společnost Colutron Corporation byla založena Larsem Wählinem v roce 1964 a byla pojmenována podle Colorado University. Společnost Colutron dodávala výrobky do mnoha mezinárodních vědeckých institucí zahrnující výzkumné ústavy (včetně AV ČR v Praze) a technicky a přírodovědně zaměřené university (Technische Universität Wien). Americká korporace se zabývá výzkumem v oblastech atomové fyziky, fyziky atmosféry a astrofyziky. Nedílnou součástí výzkumu atomové fyziky je i vývoj technologií, které se v těchto oblastech využívají. Do této kategorie patří také iontové zdroje, především plazmový iontový zdroj Colutron. V roce 2010 firma Colutron ukončila činnost a navázala na ni společnost Beam Imaging Solutions vedená synem zakladatele firmy Colutron Erikem Wählinem. Následující kapitola byla zpracována dle [14].

### 5.2. Uspořádání iontového zdroje

Celý komplet iontového zdroje je navržen tak, aby byl schopen generovat svazek iontů o proudu několika mikroampér v energetickém rozmezí 500 eV a 10 keV a v závislosti na nastavení parametrů s energetickým rozptylem až 0,11 eV. Tento model iontového zdroje je označen model G1 a je prodáván včetně aparatury, v níž je zabudován. V případě nutnosti získat nižší energii svazku (i jednotky eV) se doporučuje používat model G1-D, který je vybaven decelerátorem (model 400).

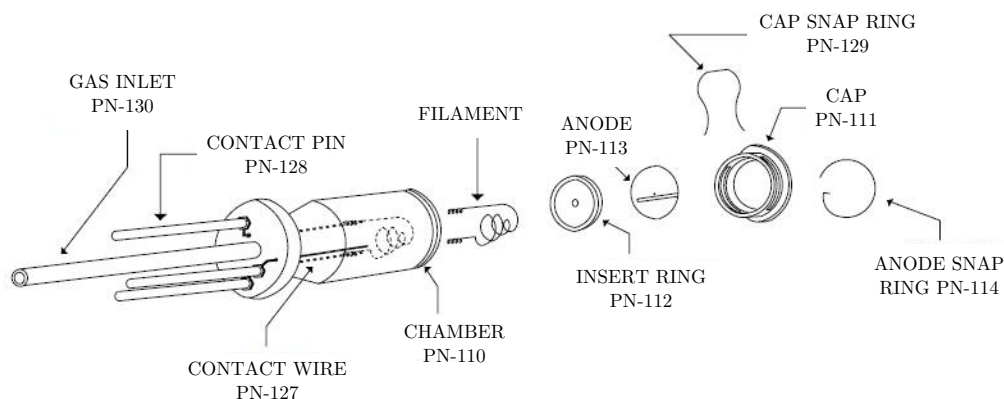


Obrázek 5.1: Jednotlivé celky sestavy iontového zdroje typu Colutron. Převzato z [14].

## 5. KOMERČNÍ IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON

### 5.2.1. Výbojová komora

Základem iontového zdroje Colutron je výbojová komora vyrobená z křemene (Model 101-Q) nebo nitridu boritého (Model 101) na obr. 5.2, do níž je přiveden přes jehlový ventil pracovní plyn. Ve výbojové komoře se nachází wolframové vlákno, které termoemisí generuje proud elektronů. Společnost Colutron doporučuje využívat dva druhy wolframových vláken. Širší vlákno o průměru 0,5 mm požaduje žhavit při napětí maximálně 16 V a stejnosměrným proudem o hodnotě maximálně 20 A a u užšího vlákna o průměru 0,4 mm při stejném napětí je horní mezí 12 A.



Obrázek 5.2: Model 101. Převzato a upraveno z [14].

Toto vlákno se využívá k termoemisi ve výbojové komoře v přítomnosti reaktivních plynů (kyslík, vodní pára). Vlákno je zároveň žhaveno nižším proudem, a proto i výstupní proud částic je menší než u běžných plynů. Napětí mezi anodou a katodou je libovolně nastavitelné v rozsahu 0–150 V. Rovněž je doporučeno, aby byl zdroj napětově regulován. V níže umístěném obrázku 5.4 je patrné, že mezi anodou a zdrojem napětí je umístěn rezistor s následujícími parametry:

- Drátový výkonový rezistor - stabilizuje velikost výbojového proudu
- $P = 100 \text{ W}$
- $R = 100 \Omega$

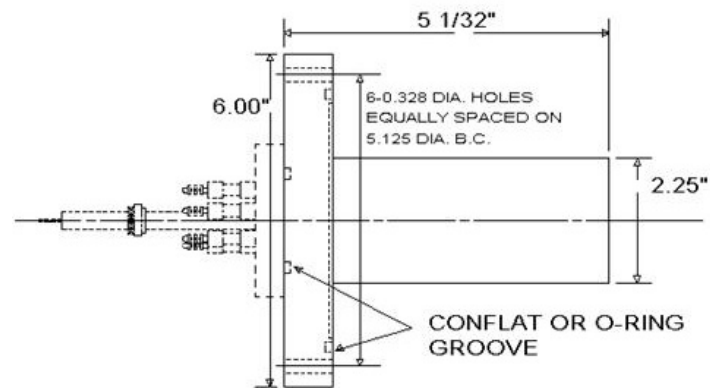
### 5.2.2. Chladič

Okolo modelu 101 se nachází válcový chladič vyrobený z nerezavějící oceli o hmotnosti 2,95 kg, který napojen k hlavní přírubě (DN100). Je upevněn takovým způsobem, že podstava válce dosedá přímo na povrch DN100. Do této příruby se zasouvá výbojová komora uchycená skrze kontakty na menší přírubu DN40. Jako chladicí médium se užívá voda, která chladí i hlavní přírubu.

### 5.2.3. Extrakční a optická část

Z horní části chladiče vystupují tři tyče, které tvoří „kostru“ zbylé části iontového zdroje. Z následujícího obrázku 5.4 je patrné, že iontové dělo je tvořeno oblastí, která splňuje jednak extrakční, jednak fokusační úlohu. Tato část se nazývá unipotenciální čočka (Einzel lens). Jednotlivé elektrody tohoto optického celku jsou odděleny izolační keramikou a je

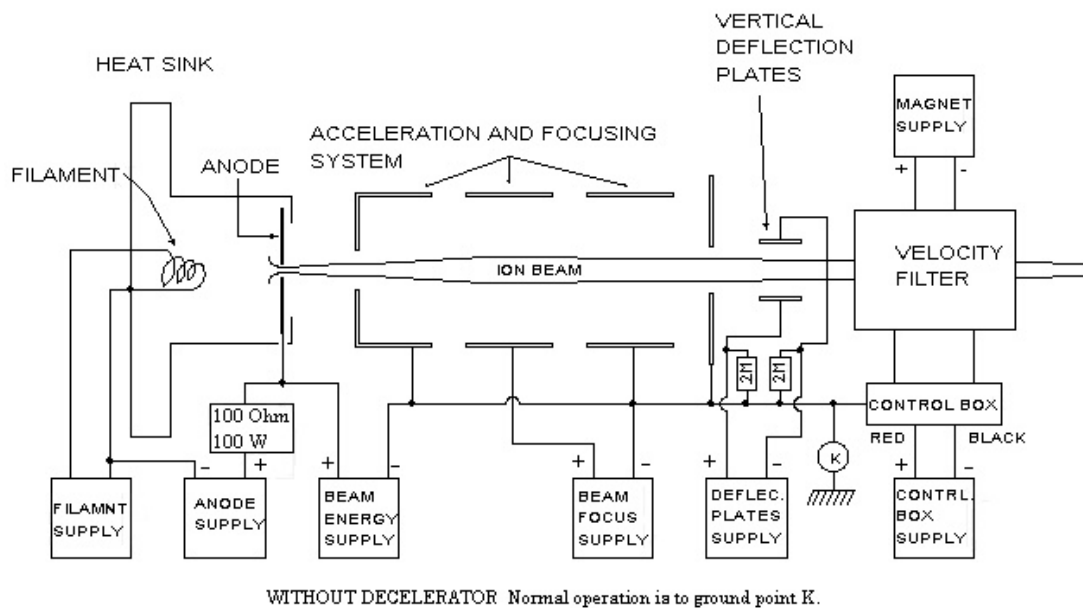
## 5.2. USPOŘÁDÁNÍ IONTOVÉHO ZDROJE



Obrázek 5.3: Chladič vyrobený z nerezavějící oceli. Převzato z [14].

na ně přiveden potenciál v rozmezí 0–10 kV. K unipotenciální čočce je napojen speciální stínící válec, který je rovněž separovaný pomocí bílých keramik, protože jednotlivé složky optické části jsou definovány na různém potenciálu. Tím je zajištěna fokusace vzniklého svazku iontů, jejichž energie se průchodem unipotenciální čočkou nezmění.

### 5.2.4. Celkový náčrtek komerčního iontového zdroje



Obrázek 5.4: Náčrtek modelu sestavy iontového zdroje. Převzato z [14].

## 5. KOMERČNÍ IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON



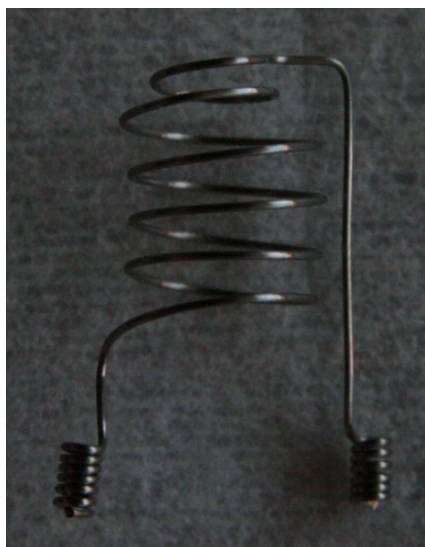
## 6. Iontový zdroj typu Colutron na ÚFI

S myšlenkou vyvinout vlastní iontový zdroj typu Colutron přišel prof. Tomáš Šíkola. Ze spolupráce s univerzitou v Salfordu ÚFI získal základ iontového zdroje (výbojovou komoru vyrobenou z nitridu boritého včetně kovových přívodů vyvedených na přírubu DN40), což nápad realizace podnítilo. V té době (před asi patnácti lety) totiž stávající iontový zdroj používaný pro analýzu a depozici tenkých vrstev nepodával uspokojivé výsledky. Životnost wolframových vláken se v tehdejší iontovém zdroji pohybovala v jednotkách hodin, samotný iontový zdroj vytvářel nestálý svazek o nízkém proudu a jeho aplikace byla velice omezená. Nový iontový zdroj by měl nahradit stávající iontový zdroj a dosahovat vyšší spolehlivosti, výkonu a disponovat širším polem aplikací – depozice tenkých vrstev, čištění povrchu substrátů metodou odprašování, popřípadě analýzu tenkých vrstev. Iontový zdroj by měl být schopen stálého svazku iontů s proudem až desítek mikroampér s tím, že produkce iontů by díky implementovanému chladiči nebyla omezena pouze na několik desítek minut a nenarušovala by ji častá výměna žhavicího vlákna. Úkolu se nejprve zhostil vedoucí bak. práce během svého doktorského studia. V 3D softwaru Autocad Inventor vytvořil model vlastní konstrukce zdroje s výbojovou komorou Colutron. Kromě modelu poptal firmu Delong Instruments a.s., která dle návrhu vyrobila hlavní přírubu DN100 s připravenými průchodkami, k níž měly být postupně připojeny chladič, příruba DN40 s výbojovou komorou, extrakční, fokusační a stínící elektrody. Zároveň došlo i k realizaci systému napouštění systému plynem. Průběh následujících událostí však práci na novém iontovém zdroji významně ovlivnil. Během jeho částečné realizace se podařilo upravit konstrukci původního iontového zdroje tak, že začal splňovat dané požadavky. To znamenalo přerušování prací na novém iontovém zdroji. Z důvodu nových aplikací iontových zdrojů postupem času vznikla potřeba dosahovat vyšších proudových hustot pro účely čištění substrátů nebo depozice tenkých vrstev. Původní iontový zdroj již byl výkonově omezen, a proto bylo rozhodnuto pokračovat na dokončení vývoje iontového zdroje v rámci této bakalářské práce. S pomocí vedoucího práce byly upraveny některé výkresy a s podporou grantu (projekt IMPI) jsem se pustil do realizace nového iontového zdroje.

### 6.1. Výbojová komora

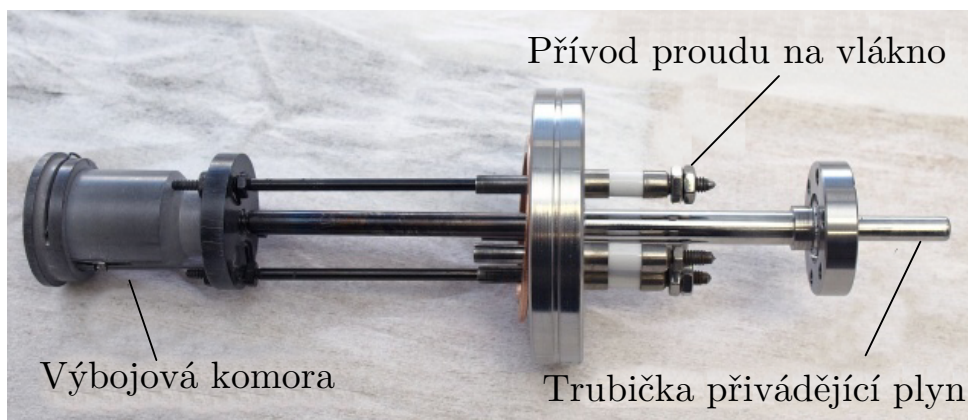
Výbojová komora patří k nejdůležitějším částem iontového děla. Je do ní přiveden plyn z plynové bomby přes jehlový ventil. Ve výbojové komoře se nachází wolframové vlákno (katoda) a na druhém konci komory je anoda. Z vlákna termoemisí vylétávají elektrony, které se nepružně srážejí s neutrálními atomy plynu, čímž vznikají ionty. Výrobce udává, že čisté wolframové vlákno využívané na tvorbu plazmatu většiny plynů má životnost až 100 hodin provozu. Na ÚFI bylo zpočátku využíváno vláken vlastní výroby ( $d = 0,3 \text{ mm}$ ), ale z důvodů značného znečištění vlákna a komplikovaného upínání vláken se rozhodlo zakoupit originální vlákna z firmy Beam Imaging Solutions. Toto vlákno se nachází na obr. 6.1.

## 6. IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON NA ÚFI



Obrázek 6.1: Wolframové vlákno o průměru 0,4 mm zakoupené od společnosti Beam Imaging Solutions.

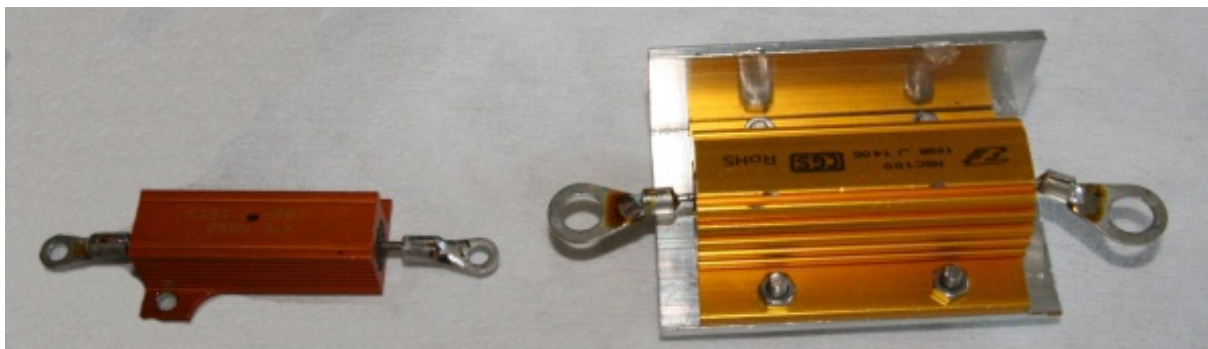
Tak vysoké životnosti vlákno nedosahuje při užívání kyslíku, vodní páry a plynů na bázi chloru. Vlivem těchto reaktivních plynů dochází k rychlejšímu opotřebení katody (zmenšuje se průměr vlákna, zvyšuje se výstupní práce materiálu, a proto je pak nutné žhavit vyššími proudy k dosažení vyšší emisní proudové hustoty). K aplikacím s reaktivními plyny se proto využívá speciální iridiové vlákno, jehož povrch je pokrytý thoriem [14]. Uprostřed anody je malý otvor o průměru 0,4 mm, kterým jsou z plazmatu extrahovány vzniklé kladné ionty.



Obrázek 6.2: Výbojová komora připojená na přírubu DN40.

Samotná výbojová komora má tvar zkoseného válce o vnějším průměru 26 mm a délkou 50,5 mm a je vyrobena z nitridu boritého (označení BN). K vedlejší přírubě DN40 je komora uchycena pomocí tří tyčí o průměru 3,3 mm a trubky přivádějící plyn. Trubka je opatřena závitem, kterým je přichycena k výbojové komoře. Na obr. 6.2 jsou popsány složky iontového zdroje uspořádané na vedlejší přírubě DN40. Elektrický proud, jímž se žhaví vlákno, je přiveden prostřednictvím vodičů vedoucích z řídicí věže na odpovídající průchodky umístěné na vedlejší přírubě. Z příslušných průchodek vystupují zmíněné tyče, z nichž na dvě z nich jsou natočené drátky o průměru 1,1 mm a na těchto drátcích je ve výbojové komoře nasazené wolframové vlákno. Mezi anodou a řídicí věží je stejně jako u komerčního iontového zdroje připojen výkonový drátový rezistor vybavený pasivním

chladičem. V diskuzi na internetových stránkách firmy Colutron [14] bylo uvedeno, že ke stabilizaci výboje dostačuje rezistor o výkonu 50 W a odporu 100  $\Omega$ . Během testování docházelo k přehřívání 50 W odporu, a proto jsem se rozhodl pro volbu prvku o výkonu 100 W a odporu 100  $\Omega$ , jak je uvedeno v návrhu Colutron Research Corporation. Pro ověření důležitosti zapojení tohoto rezistoru na anodu jsem pro kontrolu provedl měření stability výboje ve výbojové komoře. V případě, kdy na anodu nebyl připojený žádný odpor, výboj neustále osciloval (při hodnotě výbojového proudu 400 mA v rozsahu až 20 mA). Zapojení rezistoru do obvodu vedlo ke stabilizaci dějů ve výbojové komoře. Zpočátku byl iontový zdroj provozován s rezistorem o výkonu 50 W a odporu 100  $\Omega$ . Kvůli vysoké provozní teplotě však musel být vyměněn za výkonnější typ. Vzhled používaných rezistorů je patrný z obr. 6.3 (rezistor je připevněn kvůli odvodu tepla na hliníkový L profil o rozměrech 50 × 50 × 70 mm).



Obrázek 6.3: Používané výkonové rezistory (vlevo menší elektrotechnická součástka disponuje výkonem 50 W a vpravo větší rezistor umístěný na hliníkovém profilu).

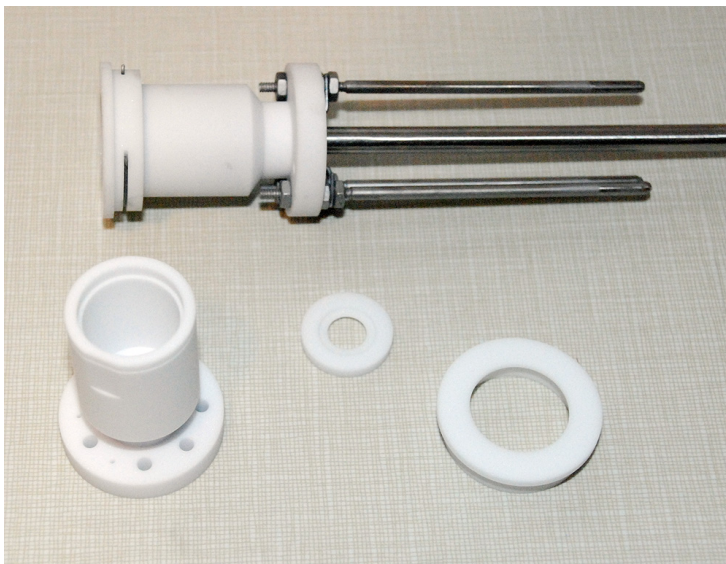
### 6.1.1. Nitrid boritý (BN)

Bezbarvý nitrid boritý se v přírodě vyskytuje v nejrůznějších krystalografických strukturách. Nejčastěji krystalizuje v šesterečné soustavě, lze nalézt i formy kubické krystalové mřížky a vzácně se vyskytuje i ve formě wurtzitu – polymorfní modifikace sfaleritu patřící do šesterečné soustavy [15]. Uspořádáním se nejvíce podobá grafitu, v kubické mřížce pak sfaleritu. Nitrid boritý lze vyrábět pomocí několika chemických reakcí, např. rozkladem produktu reakce  $\text{BCl}_3$  s  $\text{NH}_3$  ( $\text{B}(\text{NH}_2)_3$ ) za teploty 750 °C nebo přímou reakcí dusíku s borem [16]. K jeho materiálovým a fyzikálním přednostem patří:

- nízká hustota ( $\rho = 3,45 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ )
- vysoká teplota tání ( $t = 2980 \text{ °C}$ )
- elektrická nevodivost
- diamagnetičnost
- snadná obrobitelnost
- tvrdost v kubické struktuře [15]

Díky zmíněným vlastnostem je nitrid boritý vhodný k výrobě součástek tvořící jednotlivé části zařízení pracujících ve vakuu – např. výbojové komoře iontového zdroje na obr. 6.4. Při žhavení vlákna vysokými proudy (okolo 12 A) dochází ke zhoršení tlaku v aparatuře (BN za vyšších teplot plynní, a proto se poslední dobou nahrazuje křemenem).

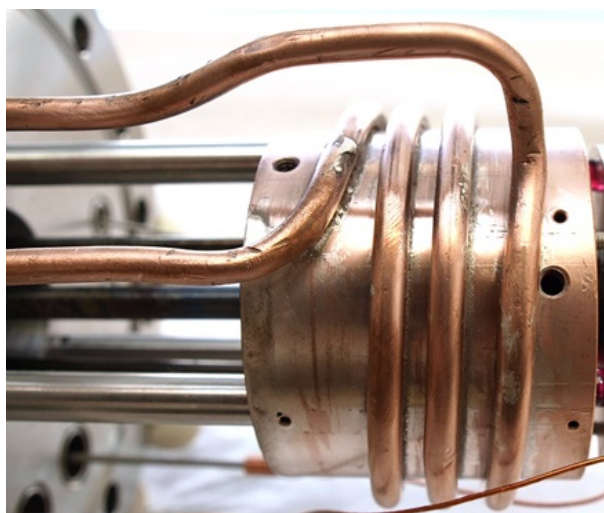
## 6. IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON NA ÚFI



Obrázek 6.4: Komora vyrobená z BN. Převzato z [17].

### 6.2. Chladič iontového zdroje

K dosažení předepsaného výkonu musí být z iontového zdroje zajištěn efektivní odvod tepla, který je schopen zabránit přílišnému zvyšování teploty. Proto je chladič nedílnou součástí iontového zdroje typu Colutron. Bez chlazení by docházelo k přehřívání, či k prasknutí součástí iontového zdroje vlivem teplotní dilatace (velká roztažnost a poruchy materiálu). V konstrukci chladiče se využilo dutého měděného válce o vnějším průměru  $d_e = 60\text{ mm}$  a vnitřním průměru  $d_i = 37\text{ mm}$ , který obklopuje výbojovou komoru, v níž vzniká plazma. Válec je pevně spojen s hlavní přírubou DN100, do níž se výbojová komora s přírubou DN40 zasouvá. Na vnějším plášti válce je připájena měděná trubička o průměru 5 mm ve tvaru šroubovice, ve které proudí chladicí médium - voda. Trubička je pak vyvedena hlavní přírubou DN100 a vně aparatury jsou na ni připojeny hadice spojené s chladicím okruhem vody v laboratoři.



Obrázek 6.5: Měděný chladič

Napájení této měděné trubičky na chladič provedla firma Delong Instruments a.s. Vyrobený chladič je na obr. 6.5. Vzhledem k podmínkám provozování iontového zdroje



(především tlaku a teplotě tání materiálu) nebylo možné tuto trubičku pájet obyčejnou cínovou pájkou s teplotou tání  $t_t = 232\text{ °C}$  [3] (při daných teplotách má cín vysokou tenzi par), a proto musela být využita stříbrná pájka  $\text{Ag}_{72}\text{Cu}$  obsahující 72 % stříbra a 28 % mědi. Nachází se zde i jiné prvky typu Mn, Zn, C, ale ty jsou pouze stopové. Jedná se o eutektickou pájku s teplotou tání  $780\text{ °C}$  a s koeficientem tepelné vodivosti  $\lambda = 300\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Hustota  $\rho_{\text{Ag}_{72}\text{Cu}}$  je  $10\,600\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  a měrná tepelná kapacita  $c_p = 280\text{ W}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  [18]. Důvodem využití mědi jako materiálu pro výrobu chladiče byla její dostupnost, diamagnetismus (neovlivňuje magnetickým polem trajektorie iontů), vysoká teplota tání, cenová přijatelnost a především vysoká tepelná vodivost (koeficient tepelné vodivosti mědi  $\lambda = 395\text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) [3].

### 6.3. Extrakční elektroda

Popisovaný iontový zdroj má implementovanou samostatnou extrakční elektrodu (u komerčního Colutronu je extrakce součástí první elektrody unipotenciální čočky). Důvodem bylo dosáhnout zaměnitelnosti extrakčních a fokusačních dílů mezi plazmovými iontovými zdroji používanými na ÚFI (v případě potřeby jsou díly použitelné i v jiných iontových zdrojích). Již dříve byly k iontovému dělu vyrobeny 4 kusy různých extrakčních elektrod. Při výrobě se využilo nerezavějící nemagnetické oceli. Vnější rozměr základu je pro všechny elektrody stejný, liší se však velikostí extrakčního otvoru. Z přiloženého obrázku 6.6 je patrné, že se elektroda vpravo tvarově liší od zbývajících elektrod - je kuželovitá.



Obrázek 6.6: Testované extrakční elektrody.

Během provozu iontového zdroje jsem některé z elektrod testoval a jejich klasifikaci jsem provedl v následující části.

### 6.4. Optická část

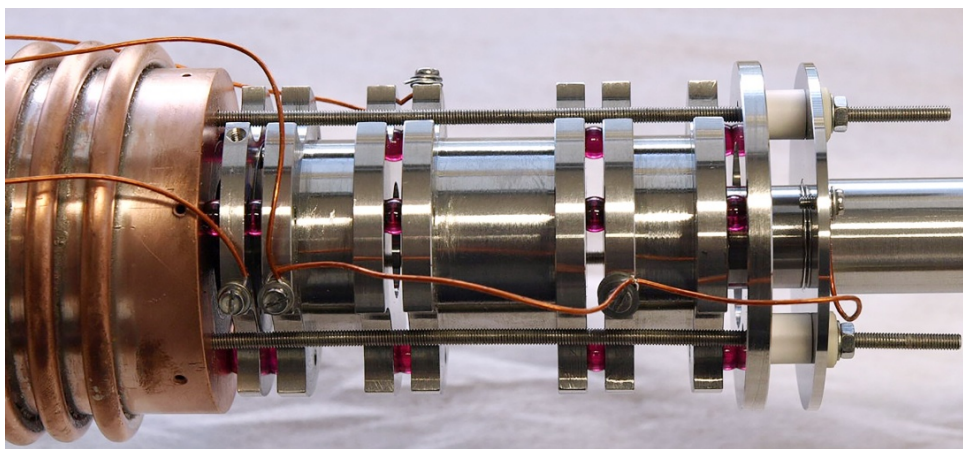
Jedním z cílů bakalářské práce byl návrh fokusační části iontového zdroje. Z důvodu zaměnitelnosti součástí byly ve firmě Delong Instruments a.s. vyrobeny identické elektrody s elektrodami užívanými ve stávajícím plazmovém iontovém zdroji. Společně pak tyto elektrody tvoří unipotenciální čočku, jejíž trojice elektrod je vzájemně oddělena izolátory – v našem případě jsou použity rubínové kuličky stejných rozměrů o průměru 6 mm, po trojicích vložené do předvrtaných sedel. Sestavením unipotenciální čočky získáváme symetrický systém (vnější elektrody jsou od prostřední vzdálené o stejnou vzdálenost), který lze snáze simulovat. Součástí je rovněž stínící trubička umístěná přímo za unipotenciální

## 6. IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON NA ÚFI

čočkou. Na trubičku je přiveden plovoucí potenciál stínící vliv stěn komory na iontový svazek. Protože elektrická síla je vyjádřena vztahem

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E} = q(-\nabla V), \quad (6.1)$$

kde  $\mathbf{E}$  představuje intenzitu elektrického pole,  $q$  hodnota elektrického náboje a  $V$  je potenciál přivedený na povrch stínící trubičky. Protože je na celé délce stínící trubičky stejný potenciál, pak dle uvedeného vztahu 6.1 je externí elektrická síla působící na pohybující se ionty v tomto prostoru nulová a trajektorie částic není ovlivněna vnějším polem. Výkresy vytvořené v programu Autocad 2013 jsou k bakalářské práci přiloženy na CD. Na obr. 6.7 se nachází zkompleťovaná optická část iontového zdroje (Einzel lens a stínící trubička) včetně extrakční elektrody. Z obrázku je zřetelné, že elektrody iontového zdroje byly vyrobeny z nerezavějící nemagnetické oceli.



Obrázek 6.7: Sestava optické části iontového zdroje

### 6.4.1. Izolace součástí na různém elektrickém potenciálu

K vzájemné elektrické izolaci jednotlivých elektrod iontového děla je použito rubínových kuliček. Čelní plochy elektrod jsou ve třech místech svírajících vzájemně  $120^\circ$  zahlboubeny a do těchto protikusů jsou kuličky umístěny. Po konzultaci s vedoucím bakalářské práce jsem se rozhodl do nachystaných otvorů uložit rubínové kuličky zakoupené od švýcarské firmy Saphirwerk AG. V horní části iontového zdroje se k izolaci mezi krajní elektrodou unipotenciální čočky a stínící trubičkou použily keramiky zakoupené od společnosti Lewvac.

### 6.4.2. Vlastnosti rubínových kuliček

Hlavním důvodem použití rubínu byly jeho chemicko-mechanické vlastnosti. K tomu, aby čočky pevně držely na své pozici a neměly možnost jakéhokoliv pohybu, musely být ze směru čelních ploch elektrod stlačeny dostatečně velkou silou – nutností je vysoká hodnota modulu pružnosti. Další důležitou mechanickou vlastností je koeficient teplotní roztažnosti  $\alpha$ . Ten má rubín nižší, a proto při vyšších rozdílech teplot v aparatuře nedochází k významným rozměrovým dilatacím. Za nejvýznamnější vlastnost rubínu se považuje jeho stálost (je nerozpustný v kyselinách a špatně reaguje s ostatními sloučeninami) a tím nepřispívá ke kontaminaci komory. Pod textem se nachází tabulka 6.1, v níž jsou vypsány materiálové konstanty, které byly brány v potaz při výběru izolačního materiálu.

Tabulka 6.1: Tabulka vlastností izolačních materiálů. Převzato z [19]

		<b>Safír</b>	<b>Rubín</b>	<b>Silikon-karbid</b>
Vlastnosti	Jednotka	—	—	Slinutý (SSiC)
Vzorec		$\text{Al}_2\text{O}_3$	$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}_2\text{O}_3$	SiC
Složení	%	99,99	99/1	$\geq 99$
Tvrдость	HV	2 300	2 300	2 600
Pevnost v tlaku	MPa	2 100	2 100	2 500
Modul pružnosti	GPa	430	430	400
Pevnost v ohybu	MPa	400–700	400–700	400
Koef. teplotní roztažnosti	$10^{-6}/\text{K}$	5,4	5,4	4,0
Tepelná vodivost	W/mK	36	36	100
Chemická odolnost	kyselé zásadité	výborné dobré	výborné dobré	dobré dobré

Iontovému odprašování atomů železa z povrchu elektrod a tvorbě depozitů na izolačních kuličkách se nelze úplně vyhnout, a proto se očekává, že po určité době používání iontového zdroje dojde ke snížení elektrické pevnosti mezi elektrodami unipotenciální čočky. Atomy železa pokryjí povrch rubínu tenkou vrstvou, skrze níž vznikne mezi povrchy elektrod vodivý kontakt. Pro odstranění vodivých nánosů je nutné deponovanou vrstvu z kuliček odleptat. K leptání jsme použili roztok 10%  $\text{H}_2\text{O}_2$ , 35%  $\text{HCl}$  a demineralizovanou  $\text{H}_2\text{O}$ , v němž se jednotlivé složky ředily v poměru 1 : 1 : 1 [20].

## 6.5. Návrh řešení

Tato sekce se zabývá problematikou některých technických řešení konstrukce iontového zdroje, především:

- uchycení a výměna žhavicího vlákna
- souosost otvoru v anodě a otvoru extrakční elektrody
- zapojení kontaktů napětí do svorkovnice a ochrana průchodek
- těsnění přívodní trubičky plynu

### 6.5.1. Přívodní válečky

Wolframové vlákno je nasunuté na dva kovové drátky o průměru 1,1 mm procházející tělem výbojové komory. Z důvodu uzavření elektrického obvodu jsou drátky vytvarovány a staženy dvojicí matek se závitem W5/32 k tyčím nesoucím komoru iontového zdroje.

Tato technologie uchycení vlákna není však vyřešena nejvhodněji:

- dochází k nevratné deformaci přívodních drátků
- proces výměny vlákna je časově náročnější,

a proto jsem se rozhodl pro její zdokonalení pomocí přívodních válečků.

Přívodní válečky jsou z důvodů práce ve vakuových podmínkách a požadavku elektrické vodivosti vyrobeny z mědi. Při okraji válečku se nachází průchozí otvor sloužící

## 6. IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON NA ÚFI



Obrázek 6.8: Standardní uchycení drátků a použití měděných válečků.

k zavěšení válečků na tyč o průměru 3,2 mm spojující výbojovou komoru s vedlejší přírubou DN40. Ve válečku se nachází ještě jedna díra o průměru 1,1 mm vyvrtaná pouze do poloviny hloubky válečku. Do tohoto otvoru se nasune výše zmíněný drátek, na který je natočeno wolframové vlákno. Řešení přívodu proudu k vláknu prostřednictvím těchto měděných válečků by mělo přispívat k větší životnosti drátků (vysvětleno v následujícím odstavci) nesoucí vlákno. Proces výměny vlákna se skládá z procedur:

- zavzdušnění komory, vytažení iontového zdroje a otevření výbojové komory
- odstranění poškozeného vlákna
- napřímení drátků a následné natočení vlákna
- umístění nového vlákna včetně drátků do výbojové komory
- uchycení drátků k přírodním válečkům mezi dvě matky

Z důvodu posledního bodu z procedury došlo k alternativnímu řešení uchycení vlákna pomocí měděných válečků, neboť tyčky jsou během ohýbání velice namáhány a jejich další životnost se kroucením rapidně snižuje.

Řešení válečků ovšem přineslo některé nevýhody. Tím nejdůležitějším je skutečnost, že vlákno je na váleček namotáno ve tvaru šroubovice a zásunem tyčky do měděného válečku dochází ke ztrátě fixní polohy vlákna v rámci výbojové komory, tj. bude obtížné zajistit správnou polohu vlákna ve výbojové komoře. Dalším negativem těchto válečků je jejich hmotnost. Nezanedbatelnou hmotností přispívají k zatěžování přírodních tyčí a k zmiňovanému vychýlení vlákna z fixní pozice. Úkolem je tedy zmenšit rozměry válečků, zafixovat jejich polohu na tyčích a především pevně definovat polohu vlákna na drátcích. Kvůli těmto negativům došlo k modifikaci instalace vlákna – drátky jsou ohnuty a kontakt s přírodními tyčemi je zajištěn stažením mezi dvěma matkami. Se zahnutými drátky se dále nemanipuluje a vlákno se nasouvá ze shora přes výbojovou komoru, tj. přednost dostalo původní řešení uchycení. Nápad vytvoření alternativního uchycení pomocí válečků vzešel z předpokladu, že vyměnitelná vlákna budou navíjena přímo v laboratoři. Avšak



zakoupením originálních vláken z USA od společnosti Beam Imaging Solutions využívání válečků ztratilo význam.

### 6.5.2. Souosost otvoru v anodě a otvoru extrakční elektrody

Napájením měděného válce došlo k fixaci chladiče v rámci celého iontového děla. Z podstavy válce vychází tři závitové tyče rozměru M3 vyrobené z nerezavějící oceli a v předvrtaných otvorech chladiče jsou usazeny nevodivé izolační kuličky. Tím je pozice extrakční elektrody a unipotenciální čočky rovněž fixní nejen k hlavní přírubě DN100, ale i k celému iontovému zdroji. Umístění měděného válce nebylo provedeno nejpřesněji z důvodu potíží s pájením chladičí měděné trubky a podstava tělesa tak nebyla dostatečně kolmá s osou iontového zdroje, jaká byla navrhována. Došlo tak k vyosení otvoru extrakční elektrody vzhledem k otvoru v anodě, což mělo za následek narážení většiny iontového svazku urychleného z plazmatu do povrchu extrakční elektrody. Posouzením několika návrhů řešení vzniklého problému bylo rozhodnuto vytvořit speciální mezikroužek vyrobený z bezkyslíkaté mědi. Mezikroužek se nasadí na čelo výbojové komory (k dokonalému dosednutí slouží vyrobená hrana, o níž se čelo výbojové komory zapře) a vnější část kroužku se téměř dotýká vnitřního obvodu chladiče. Nedoléhá úplně, neboť se během provozu počítá s teplotními dilatacemi materiálu při teplotách stovek stupňů Celsia.



Obrázek 6.9: Mezikroužek usazený na čele výbojové komory

K výrobě se použila z důvodu kompatibility s ostatními použitými materiály měď. Obavy nastaly pouze v jednom případě (BN má jiný koeficient teplotní roztažnosti než měď a v nejhorším případě při velkém zahřátí hrozilo i prasknutí výbojové komory). Naše obavy se naštěstí nepotvrdily. Názorný obrázek umístění mezikroužku na čele výbojové komory 6.9.

### 6.5.3. Zapojení elektrických napájecích kontaktů do svorkovnice a ochrana průchodek

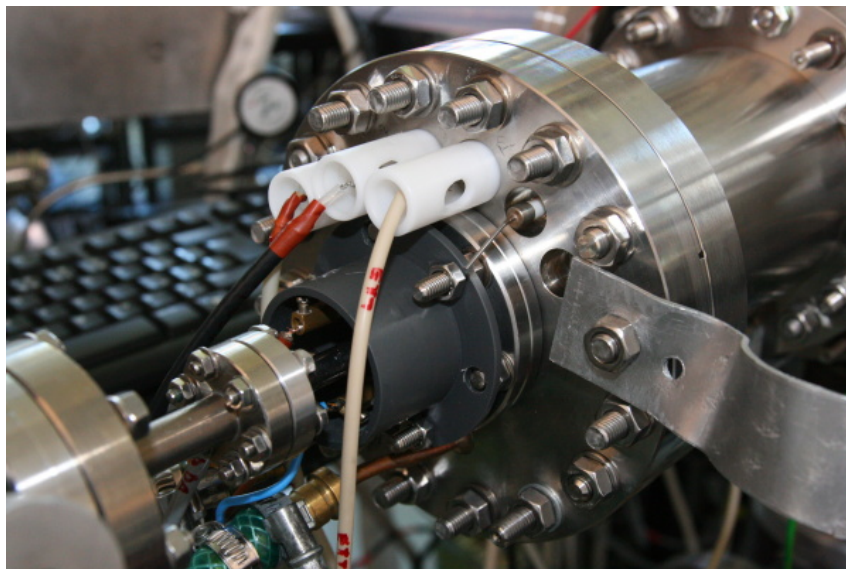
Napájecí vodiče iontového děla z řídicí věže na iontový zdroj jsou vedeny izolačními vysokonapěťovými vodiči na průchodky iontového zdroje. Vodiče byly zprvu k průchodkám

## 6. IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON NA ÚFI

připojeny přes plastovou svorkovnici či staženy matkou mezi dvěma podložkami. Opakovaným připojováním a uvolňováním kontaktů však dochází k torzím, které působí negativně na keramiky zdroje. Při údržbě iontového zdroje je nutné poměrně často odpojovat přívodní napájecí vodiče z kontaktů průchodek, které jsou velmi křehké. Při dotahování šroubů a matic nebo neopatrné manipulaci hrozí jejich destrukce, k níž skutečně došlo.

Podruhé se keramika rozlomila během šroubování hlavní příruby DN100 k testovací aparatuře (průchodky jsou z konstrukčních důvodů umístěné blízko otvorů pro šrouby příruby). Následkem lomu keramiky vznikl v aparatuře otvor a došlo k zavzdušnění aparatury. Dalším impulzem k výrobě ochranných prvků bylo zajištění bezpečného pohybu po laboratoři - iontový zdroj se nachází na frekventovaném místě laboratoře a při provozu je na průchodkách nastaveno napětí i několik kilovoltů. Při jakémkoliv kontaktu kolemjdoucích se zařízením by mohlo dojít k zásahu elektrickým proudem.

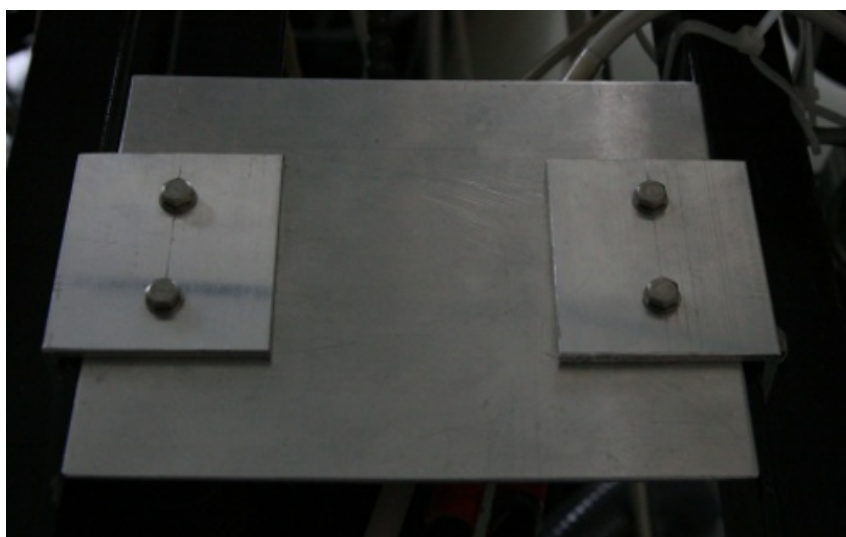
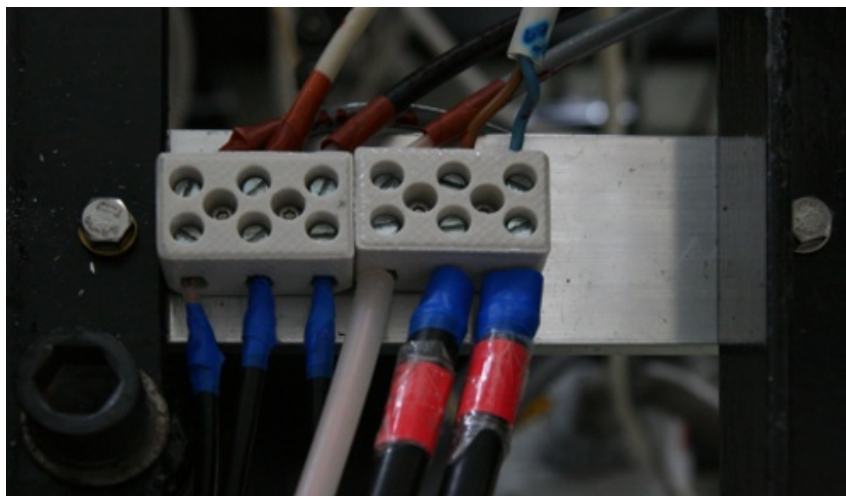
Bezpečnost řeší obrobky z PVC, které jsou umístěny do připravených zahluubení obklopujících průchodky z vnější části. Vodič se tak pomocí kovového spoje připevní na průchodku, která je ze zevní strany chráněna a tím zabrání úrazu elektrickým proudem. Zároveň tyto obrobky plní funkci ochrany keramiky během šroubování příruby. Keramiky na přírubě DN40 (2krát katoda a anoda) jsou chráněny speciální PVC přírubou, která dosedá na DN40. Vodiče jsou připojeny z čelní strany příruby a průchodky jsou tak od vnějšího prostředí izolované stěnou plastové příruby. Na přiloženém obrázku 6.10 jsou patrné bílé PVC válečky chránící průchodky hlavní příruby DN100 a šedá příruba z PVC na přírubě DN40.



Obrázek 6.10: Ochrana průchodek

Hlavní ochrana keramických částí před torzí je řešena pomocí vodičů připojených k průchodkám, kde trasa je rozdělena na dva úseky. První část vede z řídicí věže a u aparatury se připojuje do speciálních svorkovnic. Z firmy KARS, s.r.o. byly zakoupeny 3 krabicové svorkovnice keramické 6112-06 se 3 póly [21], které jsou připevněny k hliníkovému profilu  $160 \times 50 \times 6$  mm. Profil je pomocí šroubů připevněn ke stojanu testovací aparatury. Druhá část kabelů vede ze svorkovnice přímo na průchodky, ke kterým jsou přes plastové svorkovnice připojeny napevno. V případě potřeby manipulace s iontovým zdrojem stačí pouze vodiče vyšroubovat z keramických svorkovnic a na zdroj pak zůstane připojeno cca 70 cm vodičů. Poblíž testovací aparatury se nachází rozvod plynů pro zhruba polovinu laboratoře. Aby při napouštění plynu nedošlo ke kontaktu se šrouby keramické svorkov-

nice, zhotovil jsem ochranný hliníkový kryt, který zabrání zásahu elektrickým proudem (viz obr. 6.11).



Obrázek 6.11: Detailní zapojení vodičů do keramické svorkovnice včetně speciálního ochranného krytu

## 6. IONTOVÝ ZDROJ TYPU COLUTRON NA ÚFI

### 6.6. Sestava iontového zdroje na ÚFI

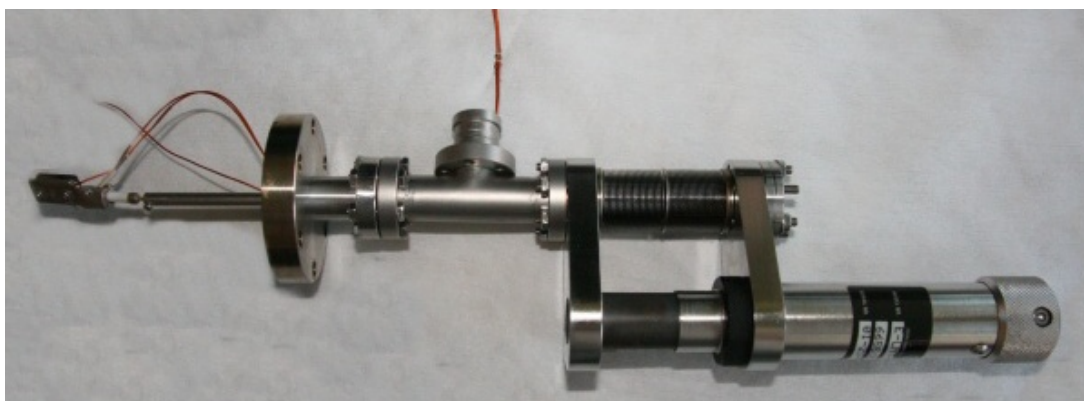


Obrázek 6.12: Sestava iontového zdroje bez výbojové komory a přívodu plynu

## 7. Optimalizace provozních parametrů iontového zdroje

### 7.1. Měření Faradayovou sondou

K měření proudové hustoty ve svazku za extrakční elektrodou se využívá Faradayova sonda (Faraday cup). Sonda je připevněna na manipulátoru v testovací aparatuře. Manipulátor umožňuje pohyb ve dvou stupních volnosti (vertikální a rotační). Faradayova sonda je uchycena k tyčce vyrobené z nerezavějící oceli pomocí malého šroubku (lze pozorovat na obr. 7.1). Na ústavu ÚFI toto měřicí zařízení zkonstruoval vedoucí bak. práce a jeho detailní podobu je možné vidět na obr. 7.2. Původně byla sonda konstruována pro měření v depoziční aparatuře, a proto jsem sondu musel mírně modifikovat.



Obrázek 7.1: Manipulátor s připevněnou Faradayovou sondou

Sonda je tvořena třemi vzájemně izolovanými elektrodami. Elektroda umístěná nejblíže iontovému zdroji se nazývá čelní a oproti zbylým elektrodám má největší povrch. Zhruba uprostřed elektrody se nachází malý otvor s průměrem  $d_h$ , jehož úloha bude níže vysvětlena. Za účelem stínění nežádoucího prostorového náboje bývá na povrchu elektrody přichycen plíšek, který je na jejích hranách ohýbán a rozměry přesahuje i zbylé dvě elektrody (v ideálním případě by měl obepínat celé uspořádání), kterých se nesmí dotýkat. Pro správnou funkci Faradayovy sondy musí být zajištěno, aby plech nepřekrýval otvor v čelní elektrodě. Elektroda, na níž měříme proud svazku, se nazývá sběrná (hlavní) elektroda. Z geometrického hlediska se jedná o třetí (krajní) z elektrod, nejvzdálenější od iontového zdroje. Elektroda je přes Kaptonové vlákno spojena s průchodkou manipulátoru, z níž vede koaxiální kabel, který se připojuje do ampérmetru (k přesnému měření se využívá pikoampérmetr Keithley na obr.7.3). Hodnota elektrického proudu  $I$  změřená pi-

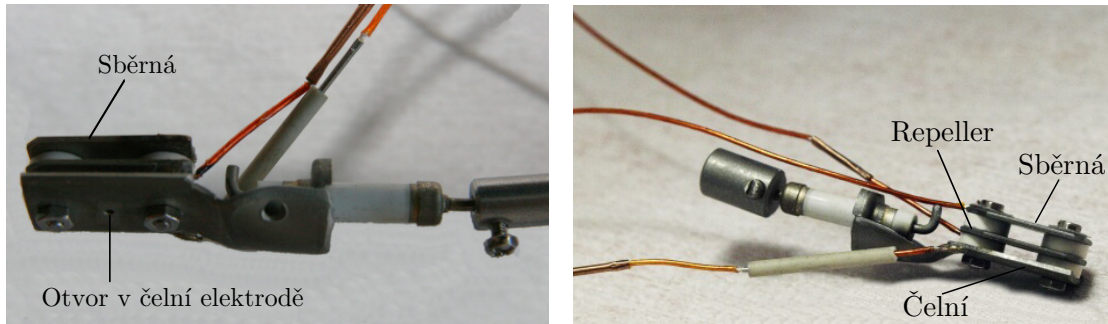


## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

koampérmetrem z plochy sběrné elektrody odpovídá celkovému náboji  $Ne$  za dobu jedné sekundy.

$$I = \frac{Ne}{t}, \quad (7.1)$$

kde  $e$  značí hodnotu elementárního náboje. V případě měření profilů svazků iontů je sběrná elektroda přes pikoampérmetr uzemněná.



Obrázek 7.2: Detaily Faradayovy sondy

Částice tvořící svazek obecně disponují různou energií. Chceme-li změřit jejich energiovou disperzi, využíváme prostřední elektrodu uspořádání (repeller). V elektrodě se nachází otvor (větší průměr než  $d_h$ ), který je souosý s otvorem v čelní elektrodě. V ideálním případě je jeho plocha částečně tvořena úzkými drátky, které společně vytváří mřížku. Při určování disperze iontů se na elektrodu přivede kladný potenciál a sondu nastavíme do středu svazku. Se zvyšujícím se potenciálem jsou ionty procházející mřížkou postupně zpomalovány a jejich počet dopadající na sběrnou elektrodu se značně snižuje. Potenciálem vyšším než je energie iontů jsou ionty odpuzeny a na sběrné elektrodě naměříme nulový proud. Míra poklesu proudu  $I$  na aplikovaném potenciálu mřížky  $V$  je úměrná energiové disperzi  $\Delta E$ . V případě měření energiové pološířky svazků s velkými rozdíly energií není třeba otvor repelleru vyplétat drátky (není třeba mřížka). Hlavní funkcí repelleru však není měření energiových disperzí, ale především jeho přítomnost brání nepřesnému měření proudových profilů. Ionty disponující vyššími energiemi (stovky eV) při dopadu na povrch sběrné elektrody vyrazí s nenulovou pravděpodobností z materiálu elektrody, které se šíří do prostoru od sběrné elektrody. Ztráta elektronů se na měřeném proudu projeví, jako by na sběrnou elektrodu dopadlo více iontů, což se odráží v naměřeném proudu pikoampérmetrem (zaznamenaný proud je vyšší). Proto se na repeller nastavuje záporný potenciál, aby v případě vyražení elektronů byly záporně nabitě částice odpuzovány a dopadly zpět na povrch sběrné elektrody (nedojde k chybnému zaznamenání hodnoty proudu).

Další informace týkající se konstrukce Faradayovy sondy a simulace energiové disperze s mřížkou na prostřední elektrodě jsou k dispozici v [22].

Vlastní měření probíhalo v následujících krocích:

- odplynul jsem vlákno nízkými žhavicími proudy a nastavil jsem odpovídající tlak plynu
- nastavil jsem provozní parametry zdroje (extrakční napětí, výbojové napětí, plovoucí potenciál)
- začal jsem postupně zvyšovat žhavicí proud, dokud nenastal výboj ve výbojové komoře



Obrázek 7.3: Využívaný pikoampérmetr

- zapnul jsem pikoampérmetr připojený k Faradayově sondě, stabilizoval jsem výboj a sondou jsem změřil proud iontů dopadajících na sběrnou elektrodu v závislosti na poloze Faradayovy sondy s krokem 0,5 mm

Výstupem měření byla závislost proudu svazku na souřadnici (získané posuvem manipulátoru). Ze znalosti průměru otvoru na čelní elektrodě Faradayovy sondy  $d_h$  lze určit velikost proudové hustoty na souřadnici následujícím vztahem

$$j = \frac{I}{S} = \frac{4I}{\pi d_h^2}, \quad (7.2)$$

kde  $I$  je hodnota naměřeného proudu při dané souřadnici a  $d_h$  je průměr otvoru v čelní elektrodě sondy. Během experimentů jsem měnil provozní parametry iontového zdroje a získané závislosti proudových hustot  $j$  na poloze manipulátoru  $x$  jsem zpracoval v softwaru Origin 8.0.

## 7.2. Měření profilů svazků

Profily svazků měřené Faradayovou sondou jsou zásadně ovlivněny provozními parametry iontového zdroje. K nejvýznamnějším parametrům řadíme:

- aplikované napětí na extrakční elektrodě
- hodnoty výbojového napětí
- hodnoty výbojového proudu
- geometrie extrakční elektrody
- tlak plynu v aparatuře
- aplikované potenciály na unipotenční čočce

Před měřením veškerých závislostí jsem se spojil s majitelem nástupnické firmy Colutron Research Corporation Dr. Erikem Wählinem. Doporučil, aby při provozování iontového zdroje nedocházelo k výraznému překročení hodnoty výbojového proudu 300 mA. Při vyšších hodnotách výbojového proudu hrozí porušení stálosti součástí iontového zdroje,

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

především u výbojové komory a použitých keramik. U většiny měření, která jsem prováděl (mimo závislosti profilů svazků na výbojovém proudu) jsem aplikoval hodnoty okolo 300 mA. Vždy se mi nepodařilo při zahájení experimentu přesně nastavit tuto hodnotu výbojového proudu z důvodu velice hrubého posuvu na zdroji žhavicího proudu (při změně hodnoty žhavení vlákna o 0,1 A běžně docházelo ke změně rozsahu výbojových proudů až o 40 mA) a tato měření by nevedla k přesným výsledkům. Nestabilita byla řešena korekcí hodnot výbojového proudu kombinací změny žhavicího proudu (používané pouze u nestabilních výbojů a maximální korekce o 0,1 A), tlaku plynu (maximální rozdíly tlaků  $1 \cdot 10^{-4}$  Pa) a výbojového napětí (rozdíly maximálně 2 V), abych dosáhl hodnotu výbojového proudu okolo 300 mA.

Jedním z bodů zadání bakalářské práce bylo určení energiové disperze generovaného svazku. Experiment se ale nezdařil, poněvadž kontakt prostřední elektrody Faradayovy sondy byl spojen se zemí, čímž nebylo možné nastavit jakýkoliv brzdňý potenciál. Alternativou se naskytlo měření, v němž by se měnila hodnota brzdňého potenciálu na čelní elektrodě. Z velice hrubých výsledků (na čelní elektrodě se nenachází mřížka), které neodpovídaly očekávaným hodnotám, jsem nezískal žádnou informaci o energiovém složení svazku. Během měření charakteristik iontového zdroje jsem používal dusík s čistotou 99,999 9 % a na anodu jsem aplikoval napětí 500 V (tj. ionty dopadající na Faradayovu sondu disponovaly energií  $E = 500$  eV.)

### 7.2.1. Nastavitelné provozní parametry

#### Extrakční napětí

Veličina označovaná v bak. práci  $U_{\text{ex}}$  se nazývá extrakční napětí. Jedná se o napětí přiložené na extrakční elektrodě vyjadřující „sílu“, s jakou jsou ionty urychlovány z plazmatu k extrakční elektrodě

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E} = -\nabla(U_{\text{ex}} - U_a)Ne, \quad (7.3)$$

kde  $\mathbf{F}_e$  je působící elektrická síla,  $\mathbf{E}$  intenzita elektrického pole,  $e$  hodnota elementárního náboje,  $N$  počet iontů,  $U_{\text{ex}}$  aplikované extrakční napětí a  $U_a$  napětí na anodě. Ze vztahu je patrné, že se zvětšujícím se  $U_{\text{ex}}$  roste i síla urychlující ionty (vzdálenost extrakční elektrody k anodě byla při měření fixní), a proto dochází k extrahování vyššího proudu svazku.

#### Výbojové napětí

Veličina označená  $U_d$  vyjadřuje rozdíl potenciálů mezi anodou a katodou ve výbojové komoře. Toto napětí udává energii, jakou disponují elektrony, které jsou v prostoru výbojové komory urychlovány a sráží se s neutrálními atomy za vzniku iontů

$$E_e = eU = e(V_a - V_c), \quad (7.4)$$

kde  $V_a$  značí potenciál anody,  $V_c$  potenciál katody a  $E_e$  energii urychlených elektronů.

#### Výbojový proud

Výbojový proud označovaný  $I_d$  vyjadřuje elektrický proud v okruhu zdroje výbojového napětí. Pokud  $I_d = 0$  mA, pak ve výbojové komoře nedochází k výboji. Při zvyšování proudu katodou dojde v určité chvíli k zapálení výboje, které se projeví nenulovým proudem v okruhu.



**Fokusační napětí**

Fokusační napětí označované  $U_{EL}$  vyjadřuje hodnotu napětí, které přispívá k zúžení svazku vycházejícího otvorem extrakční elektrody.

**Tlak plynu**

Tlak plynu  $p$  je úměrný koncentraci částic  $n$  za konstantní teploty  $T$  uvnitř testovací aparatury a je dán vztahem

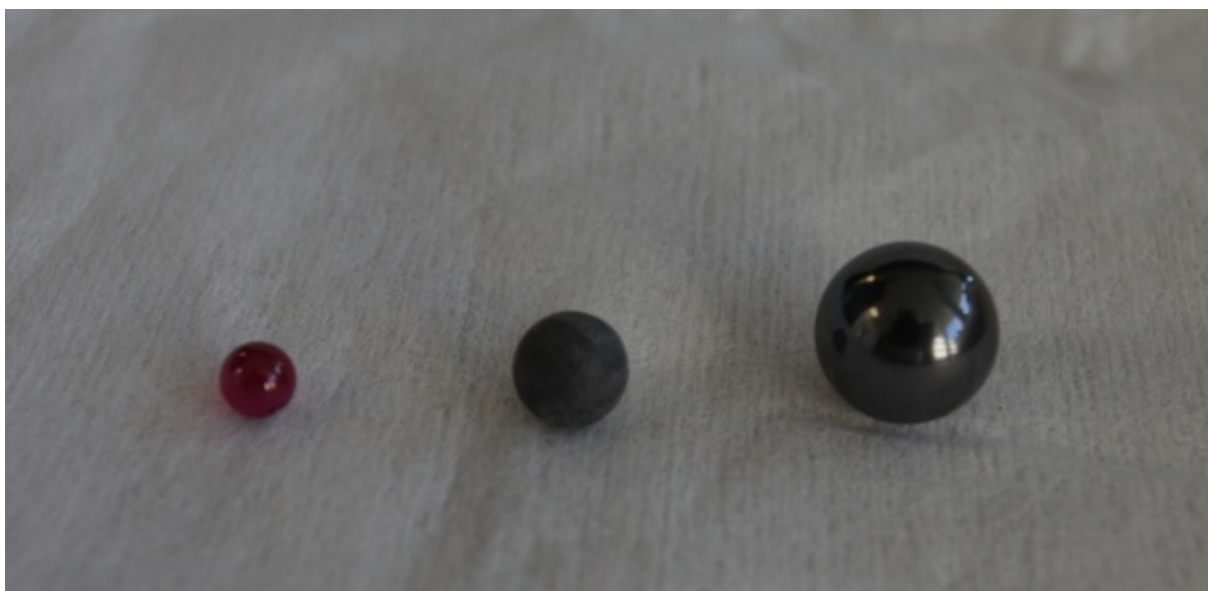
$$p = nkT, \quad (7.5)$$

kde  $k$  je Boltzmannova konstanta.

**7.2.2. Geometrické parametry extrakční elektrody**

Při hledání optimálních provozních parametrů je nutné uvažovat i geometrické parametry extrakční elektrody. Je tím myšlen tvar extrakční elektrody, průměr otvoru v ose extrakční elektrody a vzdálenost extrakční elektrody od anody. Během testování jsem vystřídal tři druhy elektrod. Při hledání optimální vzdálenosti mezi extrakcí a anodou se použily níže zmíněné izolační kuličky. K dispozici jsem měl kuličky o třech rozměrech:

- Rubínovou kuličku o průměru  $d_r = 6$  mm. Po nasazení do připravených sedel byla vzdálenost mezi anodou a extrakcí 2,9 mm.
- Bílou kuličku vyrobenou z korundu ( $Al_2O_3$ ) o průměru  $d_k = 9,1$  mm. Vložením izolátorů do předvrtaných sedel a přiložením extrakce na jejich povrch vznikla mezera 5,8 mm (mezi anodou a vystouplým čelem extrakční elektrody).
- Lesklou šedou kuličku vyrobenou z SiC o průměru  $d_{SiC} = 14,25$  mm. Po nasazení do připravených sedel byla vzájemná vzdálenost elektroda-anoda 12,25 mm.



Obrázek 7.4: Porovnání testovaných kuliček

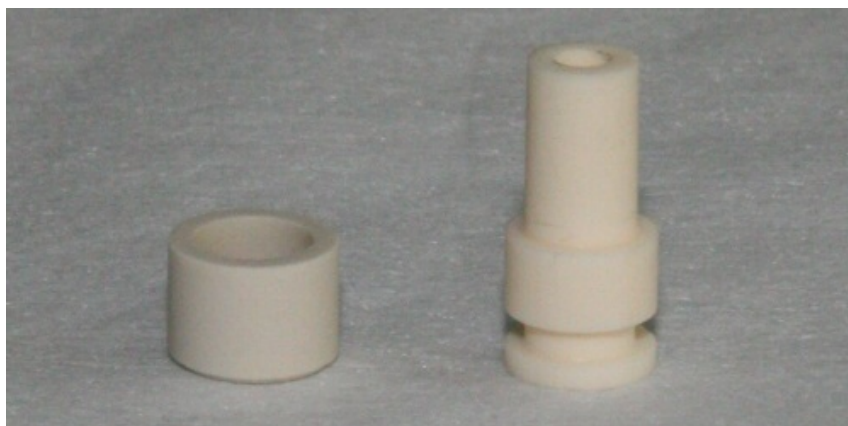
Užitím rubínových kuliček při provozu iontového děla docházelo k nárazům plazmového menisku do extrakční elektrody. Nárazy zapříčinily zkrat mezi anodou a extrakcí, a proto nebylo možné nastavit urychlovací napětí na extrakci při výboji v komoře. Proto

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

následovaly experimenty s bílými kuličkami. Korundové kuličky zpočátku izolují výborně, ale po několika měřeních dochází k zásadnímu zjištění. Proměřením multimetrem napovědělo, že se na kuličkách již nacházely nánosy naprášeného vodivého materiálu a provozování iontového zdroje přispělo k jejich elektrickému spojení (atomy odprášené z extrakční elektrody se deponovaly na povrch kuliček). Elektrickou vodivostí izolační kuličky ztrácejí svůj význam. Obdobné chování se očekávalo i u kuliček z SiC, a proto došlo k radikálnímu řešení - náhrada kuliček za válcové keramiky od firmy Lewvac.

K určení velikosti náboje ve svazku na vzdálenosti extrakční elektrody od anody jsem měl k dispozici válečky o dvou různých délkách:

- $l_1 = 7,4 \text{ mm}$
- $l_2 = 17,8 \text{ mm}$



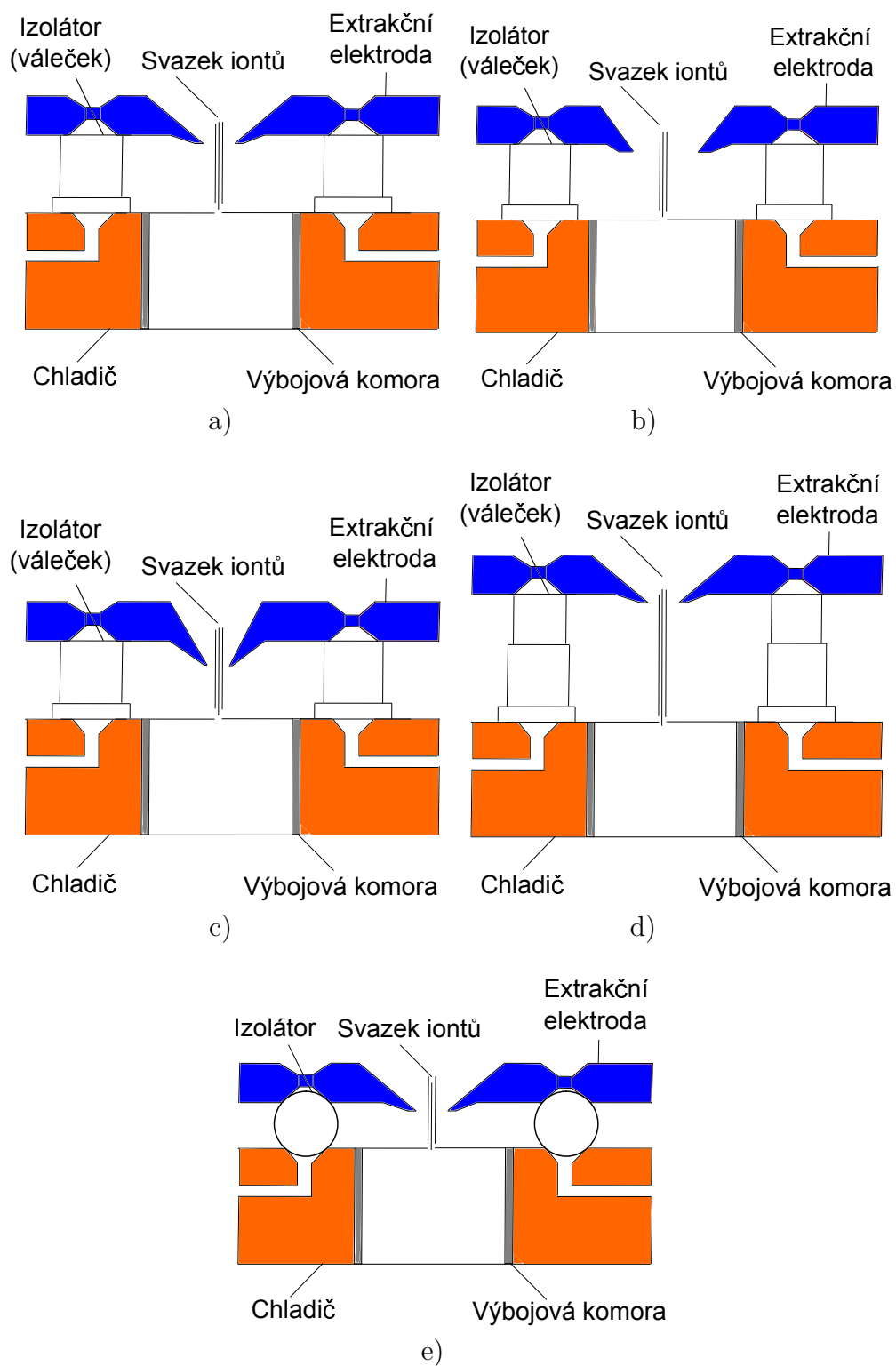
Obrázek 7.5: Použité válečky od firmy Lewvac

Na čele chladiče byly umístěny tři válečky (vzájemně svírající úhel  $120^\circ$ ), na jejichž podstavu se umístila extrakční elektroda. Výhodu této sestavy jsem spatřoval v možnosti nastavení libovolné orientace extrakční elektrody vůči chladiči (použitím kuliček měla elektroda fixní pozici). Tím snadněji jsem pak mohl nastavit souosost extrakční elektrody vůči otvoru v anodě (nedocházelo k eliminaci části svazku na extrakční elektrodě). Elektroda byla z vrchní části uchycena matkou přes jinou keramiku (natočená na šroubovici zabudované v čele chladiče). Z efektivních důvodů jsem kromě jedné série měření s válečky o rozměru  $l_2$  (došlo k potvrzení závislosti profilů na vzdálenosti extrakce od anody) prováděl měření s válečky o výšce  $l_1$ .

Tabulka 7.1: Použité sestavy extrakčních elektrod

Sestavy	Tvar elektrody	Průměr otvorů /mm	Vzdálenost Extrakce-anoda /mm
Sestava I	Kruhová	2,9	7,4
Sestava II	Kruhová	3,9	7,4
Sestava III	Kuželovitá	1,9	7,4
Sestava IV	Kruhová	2,9	17,8
Sestava V	Kruhová	2,9	5,8

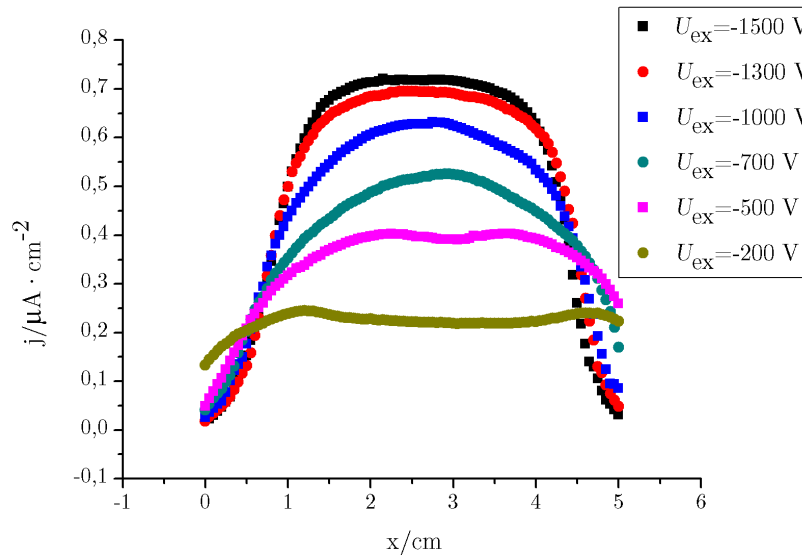
## Znázornění jednotlivých sestav



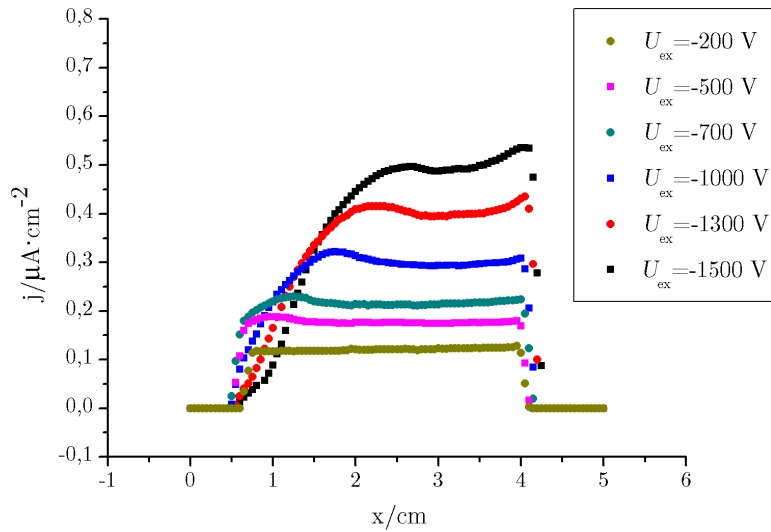
Obrázek 7.6: a) Sestava I b) Sestava II c) Sestava III d) Sestava IV e) Sestava V

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

Porovnání proudových hustot pro obě možnosti vzdáleností anody od extrakce (různé válečky) v závislosti na extrakčním napětí



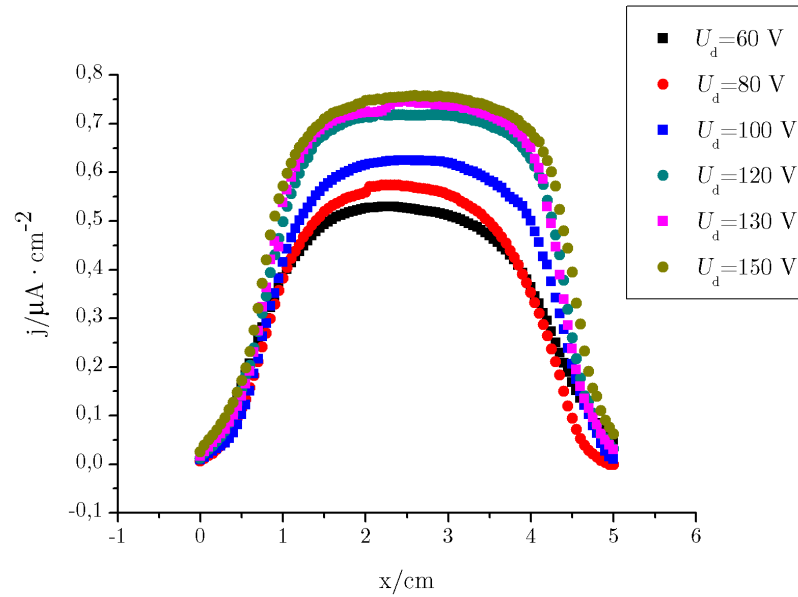
Obrázek 7.7: Závislost proudové hustoty na aplikovaném napětí (Sestava I).



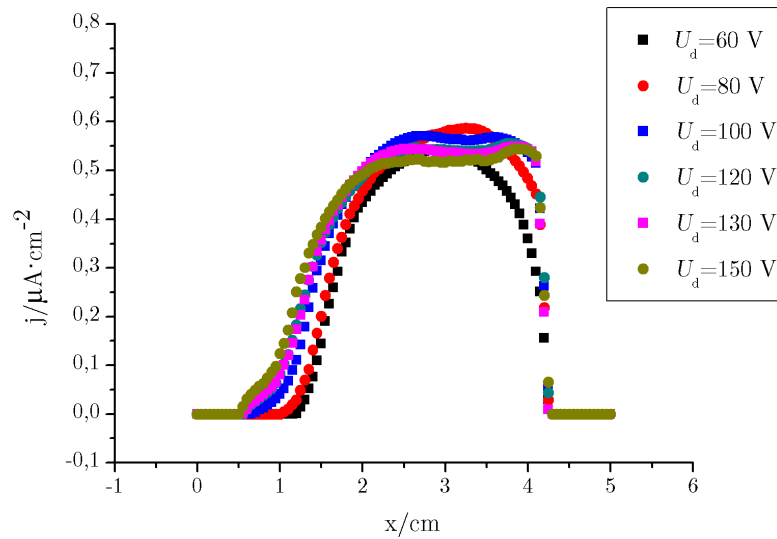
Obrázek 7.8: Závislost proudové hustoty na aplikovaném napětí (Sestava IV).

Při hodnotách extrakčních napětí nižších než  $-700$  V je při dané vzdálenosti anoda-katoda profil proudové hustoty spíše nepoužitelný. Viditelný rozdíl se nachází mezi  $-700$  V a  $-1300$  V, poté se rozdíly postupně smazávají. Profil Sestavy IV je nesouměrný a těžko využitelný. Oproti Sestavě I se rozdíly proudových hustot mezi jednotlivými profily mění méně výrazně.

Porovnání proudových hustot na výbojovém napětí v závislosti na vzdálenosti anody od extrakce



Obrázek 7.9: Závislost proudové hustoty na výbojovém napětí (Sestava I).

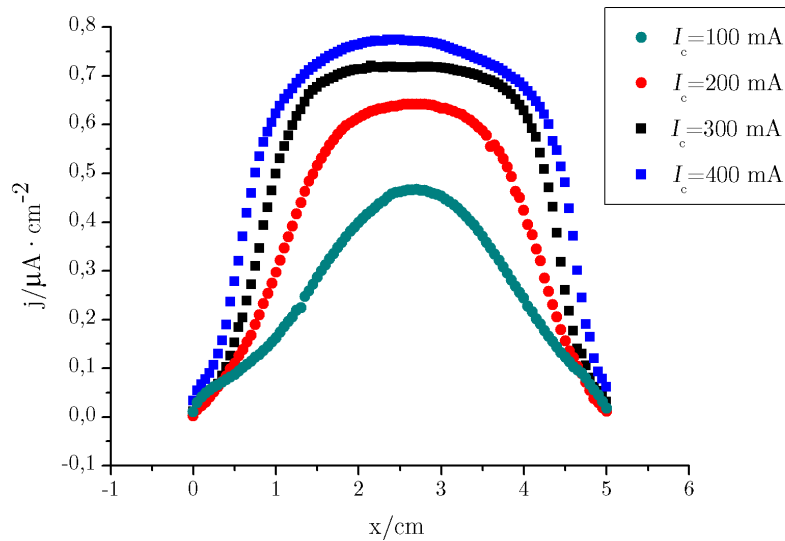


Obrázek 7.10: Závislost proudové hustoty na výbojovém napětí (Sestava IV).

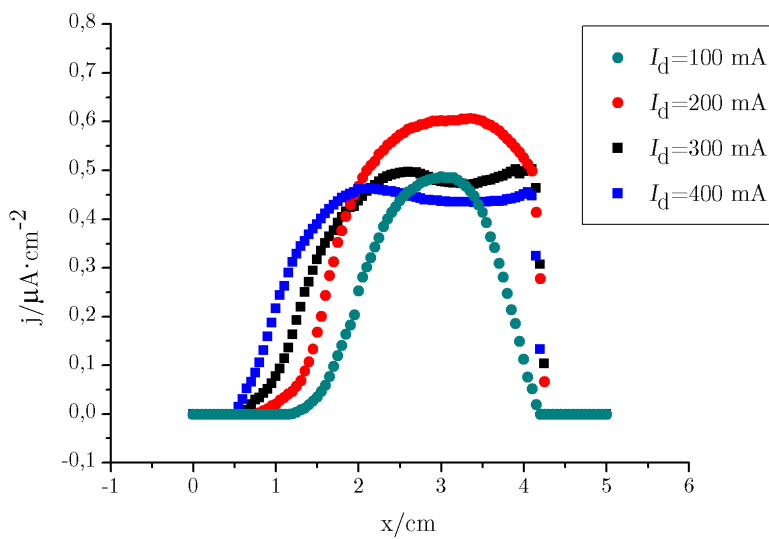
Profily proudové hustoty Sestavy I jsou rozděleny do dvou oblastí - pro vyšší a nižší výbojová napětí. Celý profil proudových hustot se zdá být souměrný a z plynulosti křivky vypadá stabilní. Profily proudové hustoty v případě Sestavy IV vypadají značně podobné. Avšak při vysokých výbojových napětích ( $U_d = 130$  V a více) dochází k násobné ionizaci a tyto ionty jsou pro depozici nežádoucí. Nelze proto profily pro  $U_d = 60$  V a  $U_d = 130$  V jednoduše zaměňovat.

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

Porovnání proudových hustot pro oba válečky v závislosti na výbojovém proudu



Obrázek 7.11: Závislost proudové hustoty na výbojovém proudu (Sestava I.)

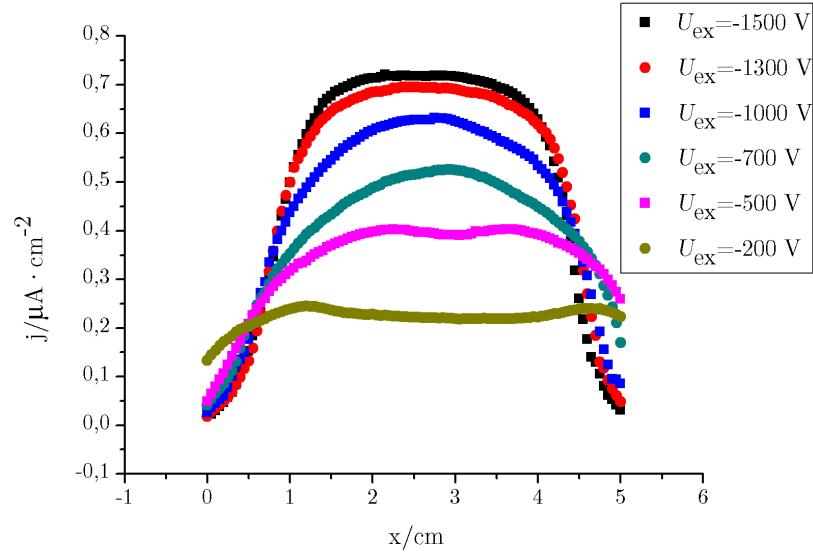


Obrázek 7.12: Závislost proudové hustoty na výbojovém proudu (Sestava IV).

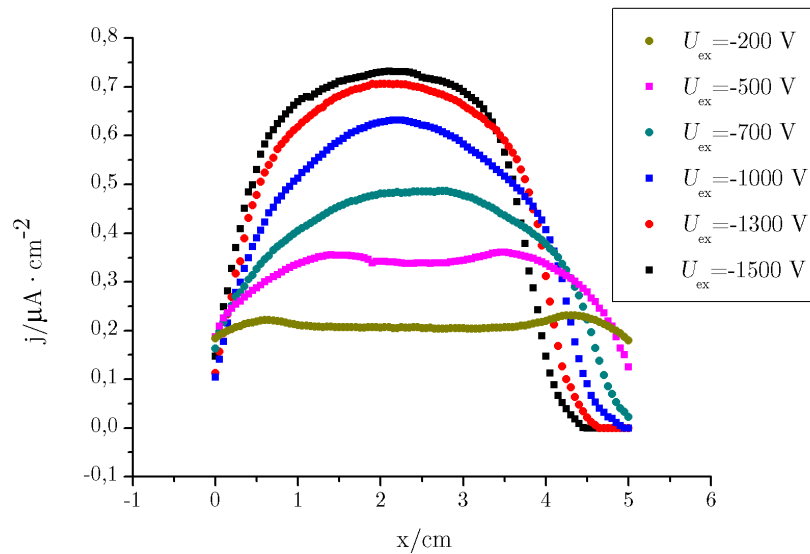
Sestava I vypadá stabilně pro všechny výbojové proudy. Větší rozdíly profilů proudových hustot jsou patrné mezi 100 mA a 200 mA. Poté navazují na profily s vyšší proudovou hustotou (300 mA a 400 mA), které se od sebe příliš neliší. V případě Sestavy IV se jedná o nepravidelné profily tvořící spolu jednu oblast, ačkoliv se značně liší proudovými hustotami. Nejstabilnější jsou závislosti využívající nízké výbojové proudy (100 mA a 200 mA). Pro tuto geometrii je výbojový proud  $I_d = 200$  mA neoptimálnější.

### 7.2.3. Profily svazků pro různé extrakční napětí

Měření profilů svazků v závislosti na extrakčním napětí  $U_{\text{ex}}$  probíhalo s konstantní vzdáleností anoda-extrakce  $l_1 = 7,4$  mm pro tři různé extrakční elektrody při výbojovém proudu  $I_d = 300$  mA, výbojovém napětí  $U_d = 120$  V a tlaku v testovací aparatuře  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  Pa. Během experimentů se netestovalo s vyššími hodnotami extrakčních napětí než 1500 V z důvodů problémů se stabilitou napětí na extrakci. Změřené závislosti proudové hustoty  $j$  na extrakčním napětí  $U_{\text{ex}}$  včetně aktuální polohy Faradayovy sondy jsou vykresleny v následujících grafech.

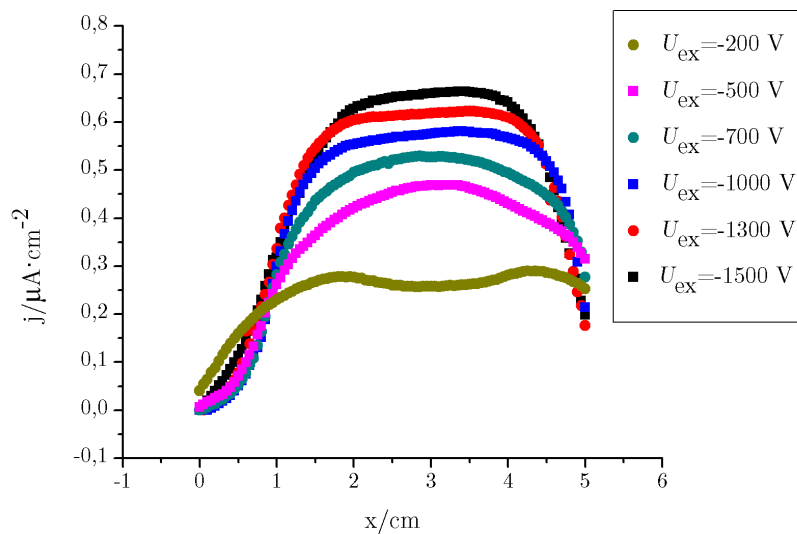


Obrázek 7.13: Závislost proudové hustoty na aplikovaném napětí extrakční elektrody (Sestava I).



Obrázek 7.14: Závislost proudové hustoty na aplikovaném napětí (Sestava II).

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE



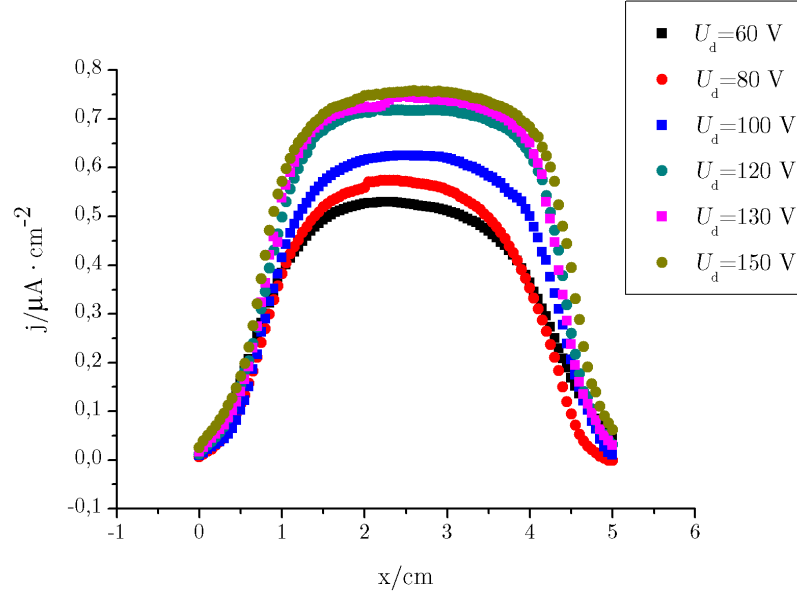
Obrázek 7.15: Závislost proudové hustoty na aplikovaném napětí (Sestava III).

Z výsledků pořízených použitím různých velikostí extrakčních napětí se dá jednoznačně tvrdit, že hodnoty extrakčních napětí nižších než  $-700\text{ V}$  jsou nevhodné. Napomáhá tomu hlavně nízký profil proudové hustoty. Nastavením napětí  $-200\text{ V}$  dochází k narušení očekávaného nárůstu proudové hustoty, čímž se liší od profilů závislých na nižším extrakčním napětí. Značný rozdíl je patrný mezi  $-1000\text{ V}$  a  $-1300\text{ V}$ , avšak mezi nejvyšším a druhým nejvyšším takový rozdíl není patrný. Podle změřených závislostí se dá očekávat, že při hodnotách vyšších než  $-2000\text{ V}$  nebude docházet k zásadním rozdílům extrahovaného proudu.

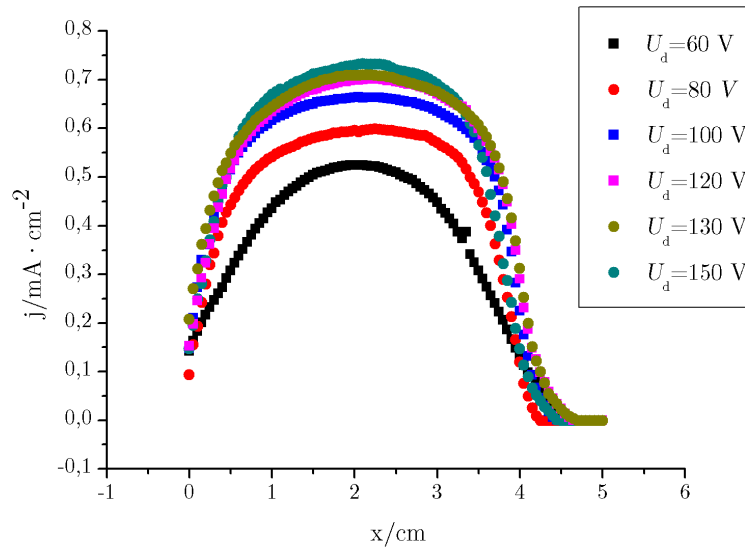


### 7.2.4. Výbojové napětí

Měření profilů svazku na výbojovém napětí  $U_d$  probíhalo s konstantní vzdáleností anoda-extrakce  $l_1 = 7,4 \text{ mm}$  pro tři různé extrakční elektrody při výbojovém proudu  $I_d = 300 \text{ mA}$ , extrakčním napětí  $U_d = 1500 \text{ V}$  a tlaku v testovací aparatuře  $p = 8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Experimenty byly postupně uskutečněny pro vybraná výbojová napětí  $U_d$  v rozmezí od  $60 \text{ V}$  až do  $150 \text{ V}$ . Změřené závislosti proudové hustoty  $j$  na výbojovém napětí  $U_d$  včetně aktuální polohy Faradayovy sondy jsou vykresleny v následujících grafech.

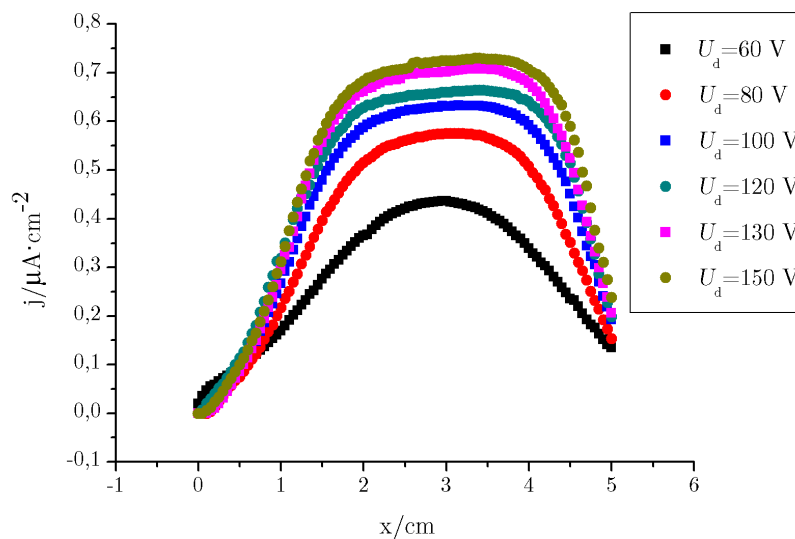


Obrázek 7.16: Závislost proudové hustoty na aplikovaném výbojovém napětí (Sestava I).



Obrázek 7.17: Závislost proudové hustoty na aplikovaném výbojovém napětí (Sestava II).

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

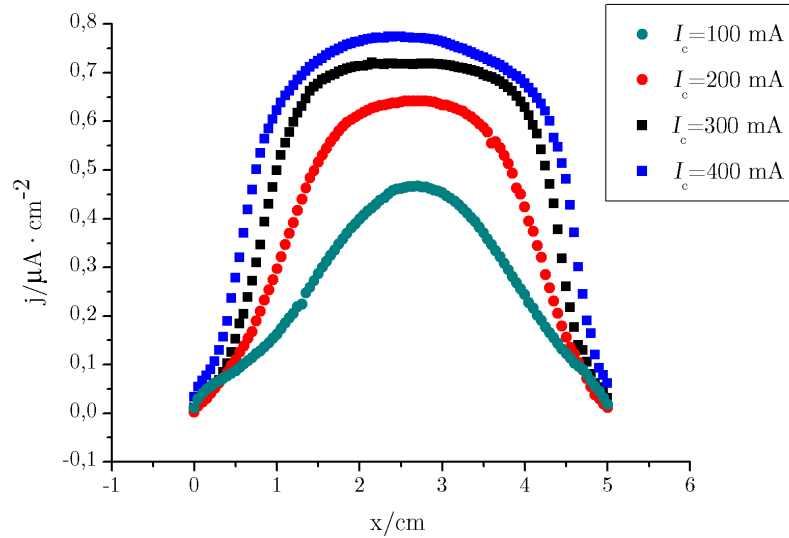


Obrázek 7.18: Závislost proudové hustoty na aplikovaném výbojovém napětí (Sestava III).

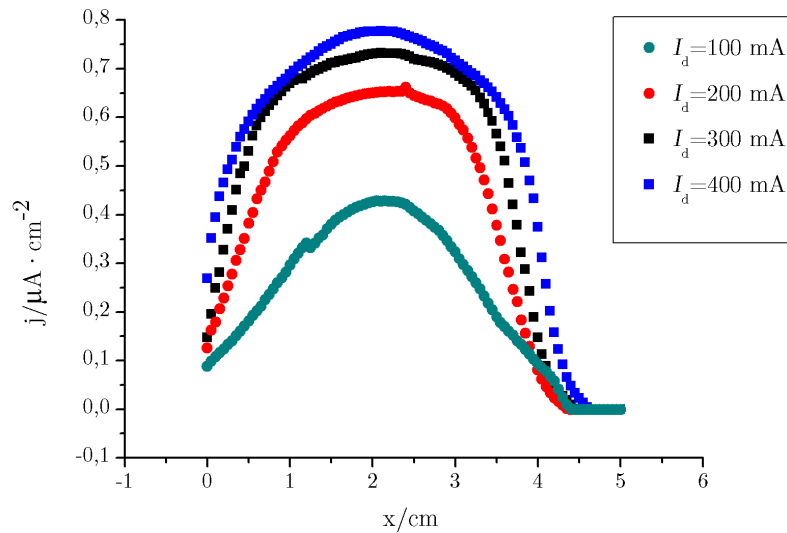
V případě Sestavy III (kuželovité extrakční elektrody) je počáteční náběh proudové hustoty napřímený (netvoří předpokládaný zvonovitý tvar). Zároveň lze na tomto profilu pozorovat velký rozdíl mezi nízkými hodnotami výbojového napětí. Průběh proudových profilů je nepříliš symetrický, pravděpodobně dáno nesouosostí otvorů anody a extrakce. V Sestavě I je závislost na výbojovém napětí rozdělena na dvě hlavní oblasti – vyšší ( $U_d$  mezi 120 V až 150 V] a nižší (od 100 V méně). Profily proudové hustoty v Sestavě III jsou až na hustší oblast pro vyšší napětí (100 V a více) rovnoměrně rozloženy.

### 7.2.5. Výbojový proud

Měření profilů svazku na výbojovém proudě  $I_d$  probíhalo s konstantní vzdáleností anoda-extrakce  $l_1 = 7,4 \text{ mm}$  pro tři různé extrakční elektrody při výbojovém napětí  $U_d = 120 \text{ V}$  (svazek ještě stabilní), extrakčním napětí  $U_{ex} = 1500 \text{ V}$  a tlaku v testovací aparatuře  $p = 8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Při této konfiguraci parametrů se svazek i výbojový proud choval stabilně (nedocházelo k oscilacím proudu na pikoampérmetru). Experimenty probíhaly v rozmezí výbojového proudu od 100 do 400 mA s krokem 100 mA. Změřené profily proudové hustoty  $j$  na výbojovém napětí  $U_d$  jsou vykresleny v následujících grafech.

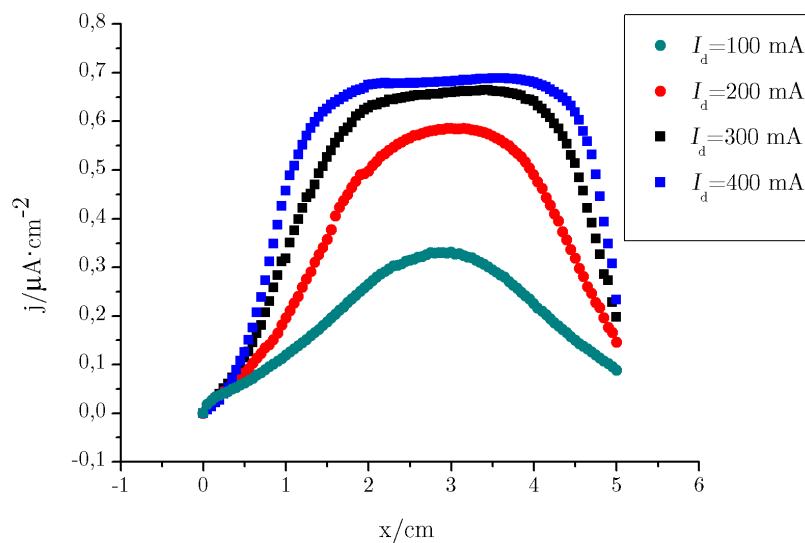


Obrázek 7.19: Závislost proudové hustoty na aplikovaném výbojovém proudu (Sestava I).



Obrázek 7.20: Závislost proudové hustoty na aplikovaném výbojovém proudu (Sestava II).

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE

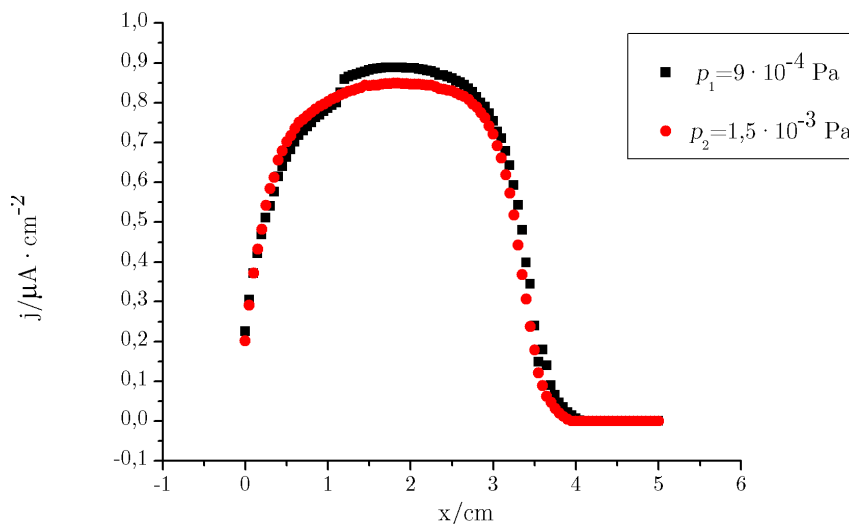


Obrázek 7.21: Závislost proudové hustoty na aplikovaném výbojovém proudu (Sestava III).

Při všech měřeních lze pozorovat, že k největšímu nárůstu proudové hustoty dochází mezi výbojovým proudem 100 mA a 200 mA. Menší rozdíl je pozorován mezi 200 mA a 300 mA (maximální doporučená hodnota Dr. Wählinem). Odlišnosti mezi nejvyšším výbojovým proudem a 300 mA nejsou příliš významné (v případě Sestavy I a Sestavy III jsou svazky nestejně široké).

### 7.2.6. Tlak plynu v aparatuře

Při tlaku v testovací aparatuře  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  Pa (při obdobném tlaku byl provozován stávající iontový zdroj) je uvnitř výbojové komory tlak v řádech desítek pascalů. Při vyšším tlaku ve výbojové komoře, na němž je závislá životnost žhavené katody (s rostoucím tlakem se značně snižuje), roste i hodnota tlaku v aparatuře. Protože byla většina měření získána zhruba tři týdny před dokončením bakalářské práce, nebylo možné změřit závislosti na tlaku (prasknutím vlákna by byla přerušena síť měření a nestihlo by se ověřování dalších provozních parametrů). Jediná získaná měření závislosti proudové hustoty na tlaku v testovací aparatuře byla pořízena ještě s vláknem vlastní výroby o průměru  $d = 0,3$  mm, vzdálenost mezi anodou a extrakcí o průměru otvoru 2,9 mm nebyla  $l_1$ , ale 5,8 mm (použity střední izolační kuličky, později došlo k probíjení izolátorů). Napětí na extrakční elektrodě bylo nastaveno na  $U_{\text{ex}} = -2000$  V, výbojové napětí činilo  $U_d = 120$  V a výbojový proud  $I_d = 430$  mA (dle sdělení výrobce zdroje příliš vysoká hodnota). Získaný profil proudové hustoty vypadal následovně.

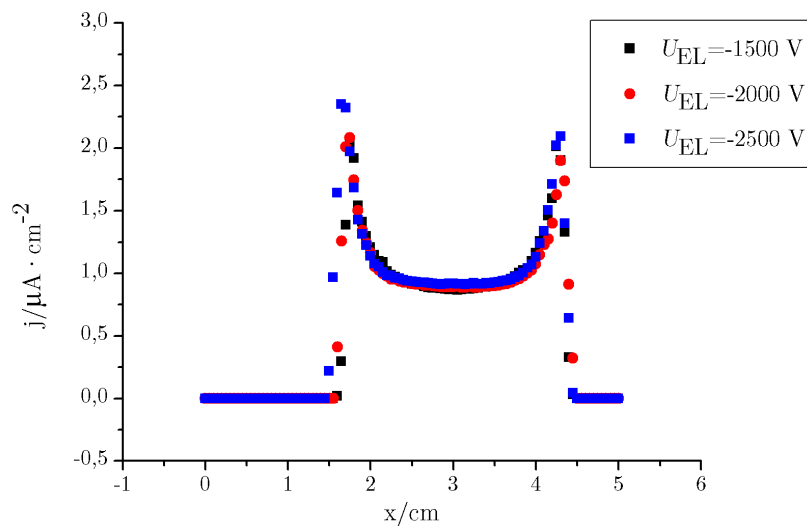


Obrázek 7.22: Závislost proudové hustoty na tlaku v aparatuře (Sestava V)

Z grafu je patrné, že nedochází k výrazným rozdílům naměřených profilů. Měření byla prováděna pro blízké hodnoty tlaku v testovací aparatuře. Významnější rozdíly budou získány při měřeních v širším rozsahu  $10^{-2}$  Pa až  $10^{-4}$  Pa, kdy však již může být obtížnější zapálit výboj.

### 7.2.7. Fokusace unipotenciální čočkou

Po měření vlastností svazků s použitím různých extrakčních elektrod je vhodné vyzkoušet iontový zdroj s navazujícími optickými prvky. V případě testování „Colutronu” na ÚFI bylo možné v testovací aparatuře nasadit pouze unipotenciální čočku bez stínící trubičky. Trubičky nebylo použito z důvodu, že celá sestava by dosáhla takových rozměrů (od příruby DN100 délka 320 mm), že může dojít k nárazu do instalované Faradayovy sondy (300 mm od čela aparatury). Chybějící stínící trubičkou dojde k deformaci generovaného svazku prostředím aparatury. Při provozování zdroje jsem vycházel ze znalosti, že nastavené napětí na prostřední elektrodě unipotenciální čočky bývá rovno hodnotě  $2/3$  (viz napětí na anodě, které určuje přibližně energii dopadajících iontů na Faradayově sondě. V případě energie iontů  $E = 500$  eV odpovídá hodnota napětí na prostřední elektrodě  $U = 333$  V (hodnota by měla být kladná, protože fokusujeme kladné částice) a tato hodnota byla nastavena. Zbylé elektrody tvořící unipotenciální čočku byly uzemněny. Následně došlo k experimentům měření závislosti profilu proudové hustoty fokusovaného svazku  $j$  na aplikovaném extrakčním napětí  $U_{\text{ex}}$ . Výsledky experimentu jsou patrné z následujícího grafu 7.23.

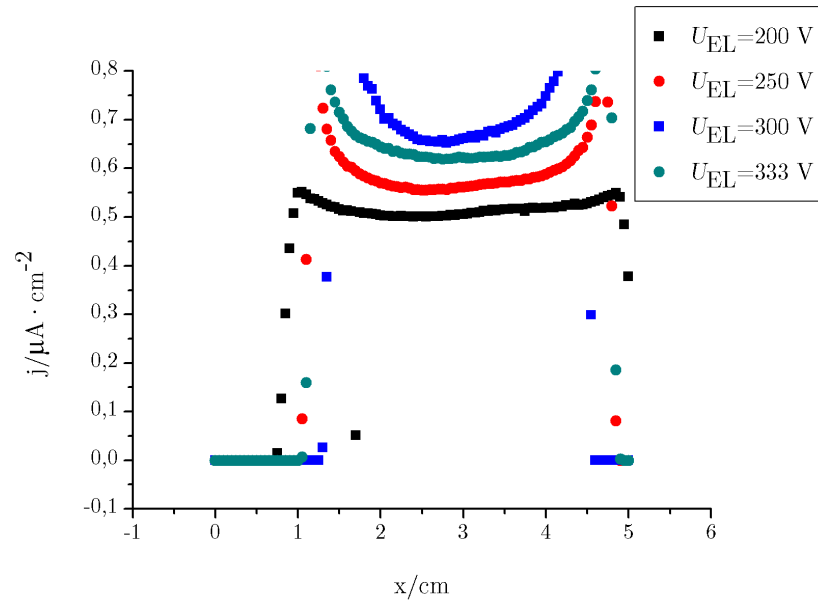


Obrázek 7.23: Profil „fokusovaného” svazku (Sestava I včetně unipotenciální čočky).

Lze pozorovat, že změnou napětí na extrakční elektrodě došlo k mírnému zúžení svazku, ale získaný profil nesplňuje očekávané hodnoty (místy byl svazek nedofokusován, jak bude patrné z následujících závislostí). V brzké době je předpokládána navazující práce zaměřená na úspěšnou fokusaci svazku do libovolných průměrů stopy.

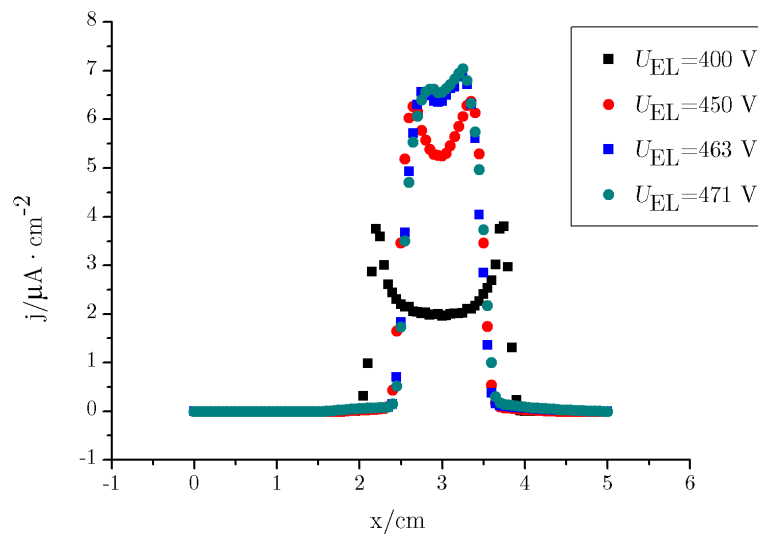
Postupně pak byly na sestavě testovány závislosti profilů svazků na napětí prostřední elektrody unipotenciální čočky. Zprvu byly zvoleny hodnoty od  $2/3$  potenciálu anody ( $U_{\text{EL}} = 333$  V) a nižší (přesné hodnoty jsou uvedeny v legendě grafů), přičemž iontový zdroj byl provozován za podmínek:  $U_{\text{ex}} = -1500$  V,  $U_{\text{d}} = 120$  V,  $I_{\text{d}} = 300$  mA při tlaku v aparatuře  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  Pa.

Ze závislosti na obr. 7.24 lze pozorovat, že s rostoucím napětím na elektrodě  $U_{\text{EL}}$  (v teoretické části označena jako  $V_2$ ) dochází k zúžení svazku (pro 200 V obdélníkový profil a pro 333 V  $= 2/3 V_{\text{a}}$  se svazek prostorově deformuje), což má za následek růst proudové hustoty. Rostoucím napětím se svazek neustále ztenčuje a velký rozdíl v hodnotách prou-



Obrázek 7.24: Profily proudové hustoty s nižším napětím na unipotenční čočce (Sestava I).

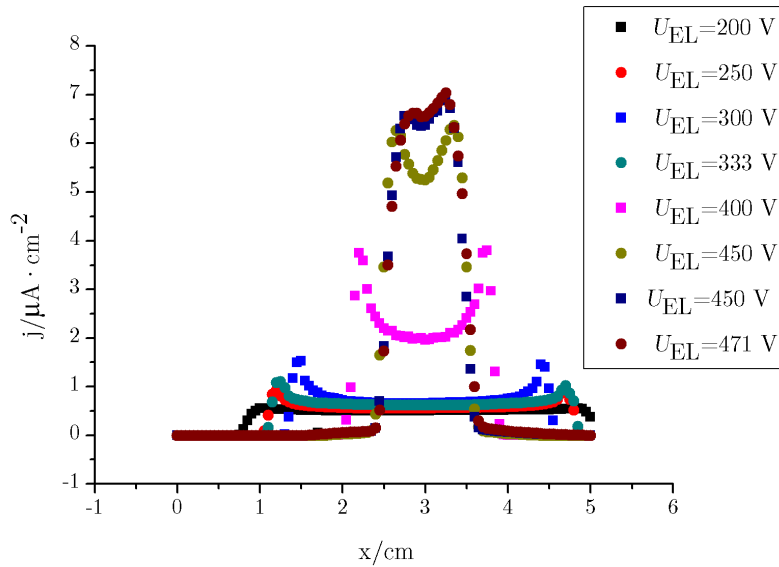
dových hustot nastává v rozmezí 400 V až 450 V. Maximální proudové hustoty svazek dosahuje v případě, kdy  $U_{EL} = 471$  V. Rostoucí závislost je znázorněna v následujícím grafu na obr. 7.25), kde lze pozorovat dostatečně fokusovaný svazek.



Obrázek 7.25: Velký růst proudových hustot na vyšších fokusačních napětích (Sestava I).

K vytvoření představy, jak se mění profil proudové hustoty v celém měřeném rozsahu, byl vytvořen graf, v němž lze pozorovat rozdílně soustředěné svazky (obr. 7.26).

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE



Obrázek 7.26: Graf porovnávající předešlé závislosti proudových hustot na aplikovaném fokusačním napětí.

### 7.3. Vyhodnocení experimentů

#### 7.3.1. Stabilita měření

Testováním mnoha provozních parametrů byly získány profily svazků, z nichž značné množství měření bylo ovlivněno nestabilním chováním iontového zdroje. Docházelo k růstům výbojového proudu, což mělo vliv na výsledné hodnoty naměřených proudů (v grafech závislostí proudových hustot byly patrné menší skoky). Důsledkem těchto nestabilit byly hodnoty provozních parametrů upravovány výše zmíněnými korekcemi popsány v kapitole 7.2 a měřené profily byly znovu revidovány.

#### Geometrie extrakčních elektrod

Z chování výbojového proudu a tvaru výsledného svazku bylo zjištěno, že v případě použití kuželovité extrakční elektrody se celý systém chová nestabilně. Stabilně se začíná chovat při použití nižších výbojových proudů, hodnota získaného proudu iontů je pak však nižší.

Z hlediska závislosti proudové hustoty na vzdálenosti mezi anodou-extrakcí je ze všech grafů zřejmá nestabilita průběhu svazku. Stabilita při vzdálenosti  $l_2$  je zajištěna pouze při nízkých výbojových proudech  $I_d$  v rozsahu 100 až 200 mA a při nízkém výbojovém napětí  $U_d$  pouze pro hodnoty 60 V a 80 V. Při porovnání jsou získané proudové hustoty značně menší, a proto je výhodnější volit menší vzdálenost mezi extrakcí a anodou.

#### Aplikované extrakční napětí

U kuželovité a také u elektrody o průměru otvoru 2,9 mm byla pozorována velká nestabilita při nízkých extrakčních napětích. Chování vedlo k provedení nutných korekcí (kap.7.2), s nimiž následovalo i opakované měření svazků (u kuželovité extrakce provedeno celkem 3krát). S rostoucími napětími se stabilita výbojového proudu zvyšovala a tím se postupně stabilizoval generovaný svazek. V případě elektrody o průměru otvoru 3,9 mm



nebyla zjištěna zásadní nestabilita a během měření nedocházelo ke korekcím a zpětnému přeměřování profilů.

### Vliv výbojového napětí

Měření ukázala, že aplikovaná nízká výbojová napětí (60, 80 a 100 V) není třeba korigovat. Výbojový proud je stabilní a výsledné profily proudových hustot jsou akceptovatelné. Chování se začíná měnit při výbojovém napětí 120 V. V případě kuželovité elektrody docházelo k nestabilitě a měření musela být korigována a zpětně proměřena. V případě zbylých elektrod byla situace ještě únosná. Pro praxi však nelze použít vyšší výbojová napětí, protože se u všech elektrod se chovají nestabilně. Chování je také ovlivněno probíhající násobnou ionizací.

### Výbojový proud

Z pořízených grafů lze pozorovat, že nejstabilnější svazek je získáván při výbojovém proudu mezi 200 mA až 300 mA. Nejvyšší proudová hustota je získávána při výbojovém proudu 400 mA, ale dle doporučení Dr. Wáhlina jsem později většinu měření (závislost na extrakčním napětí a výbojovém proudu) prováděl při hodnotě 300 mA. Z měření vyplynulo, že zdroj je při této hodnotě  $I_d$  stabilní se ziskem dostatečného proudu svazku.

### 7.3.2. Určování proudu iontů

Při určení proudu ve svazku vycházíme z předpokladu, že profil proudové hustoty pořízené Faradayovou sondou je ve skutečnosti trojrozměrný objekt. Nabízí se možnost profil proudové hustoty extrapolovat polynomem Gaussovou funkcí. Integrací této funkce okolo osy získáme celkový proud ve svazku. Kvůli nutnosti transformace souřadnice a prokládání polynomy vyšších řádů se přešlo k druhé variantě.

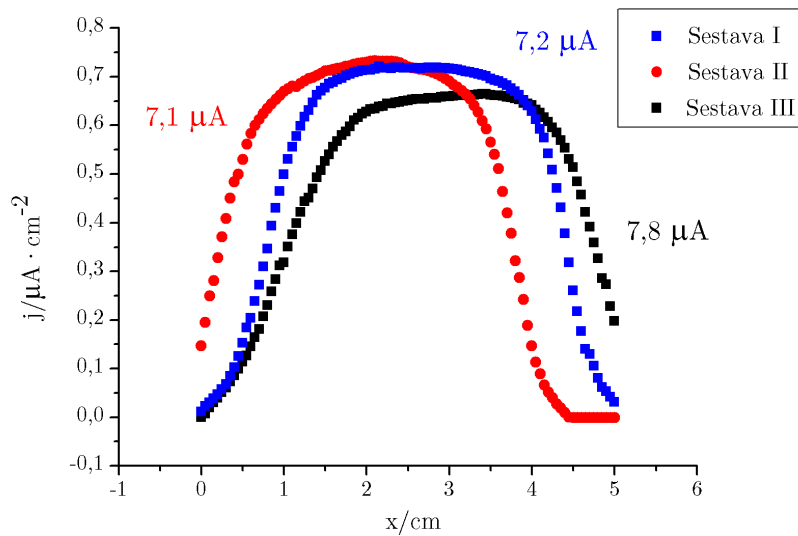
Druhá varianta výpočtu vychází z numerické integrace lichoběžníkovou metodou. Profil proudové hustoty umístíme tak, aby byl symetrický kolem  $x = 0$ , (maximum svazku je v  $x = 0$ ) a proudová hustota  $j$  musí začínat nulou. V případě, že svazek není symetrický, lze jej pro snazší výpočet extrapolovat funkcí. Pak je vzniklý objekt rozřezán na lichoběžníky, kde výška jednotlivého lichoběžníku odpovídá sousedním hodnotám proudových hustot. Protože se vychází z předpokladu, že původní profil proudové hustoty na poloze sondy tvoří ve skutečnosti 3D objekt, pak se z jednotlivých nařezaných lichoběžníků vytvoří komolé kužely. Poloměry podstav  $r_1$  a  $r_2$  komolého kužele tvoří vzdálenost od  $x = 0$  po průmět odpovídající proudové hustoty do osy  $x$  (výška komolého kužele je  $v = j_i - j_{i+1}$ ). Součtem objemů všech komolých kuželů se získá objem celého útvaru, což ve skutečnosti odpovídá hodnotě proudu ve svazku

$$I = \sum_{i=1}^n I_i = \sum_{i=1}^n \frac{\pi(j_i - j_{i+1})}{3} (r_i^2 + r_i r_{i+1} + r_{i+1}^2). \quad (7.6)$$

Pokud profil proudové hustoty  $j$  není doměřen až do stavu, kdy  $j = 0$ , je nutné chybějící hodnoty extrapolovat, což do výpočtu vnáší chyby.

Z uvedených výpočtů vyplývá, že největšího proudu lze dosáhnout při použití kuželovité extrakční elektrody. Vezme-li se v úvahu další kritérium použití této extrakce a to stabilita výbojového proudu, je z aplikačního hlediska nejvýhodnější extrakční elektroda o průměru otvoru 2,9 mm (Sestava I v oddílu 7.1). Lze získat stabilní proud s hodnotou  $7,2 \mu\text{A}$ . Konzultací s vedoucím práce jsem se dozvěděl, že stávající iontový zdroj v současné době umístěný v depoziční aparatuře byl schopen dosáhnout maximálního proudu

## 7. OPTIMALIZACE PROVOZNÍCH PARAMETRŮ IONTOVÉHO ZDROJE



Obrázek 7.27: Porovnání profilů proudových hustot pro jednotlivé sestavy (Sestava I, Sestava II, Sestava III).

6,5  $\mu\text{A}$ –7  $\mu\text{A}$ . Z výsledku je zřejmé, že nový iontový zdroj ten dosud používaný překonává, přestože dosud nebylo využito opravených napájecích zdrojů, které umožní dosažení vyšších extrakčních napětí a tím pravděpodobně i dalšího zvýšení proudu ve svazku.

### 7.3.3. Fokussace iontů

Z naměřených závislostí na (obr. 7.26) jsou pozorovány významné rozdíly profilů proudové hustoty na použitém fokusačním napětí. Experimenty bylo dokázáno, že pro ionty dusíku s dopadovou energií 500 eV lze získat nejužší svazek při  $U_{\text{EL}} = 471 \text{ V}$ .

# Závěr

Cílem bakalářské práce bylo provést kompletaci nově navrženého iontového zdroje typu Colutron, určeného pro provoz v iontovém dělu UHV aparatury a dále nechat vyrobit navazující extrakční a fokusační část. Po kompletaci zdroje bylo nutné otestovat jednotlivé okruhy zdroje (chlazení, žhavení vlákna, přívody potenciálů na elektrody) a poté začít testovat provozní parametry. Další bod bakalářské práce vyžadoval měření profilů proudové hustoty  $j$ , na jejichž základě došlo k určení jeho vhodných provozních parametrů. Provozními parametry je zde míněno nalezení takových výbojových proudů a napětí, extrakčních napětí a tlaků v testovací aparatuře, za jakých je iontový zdroj schopen vytvářet „aplikačně vhodné“ profily svazků. Termínem „aplikačně vhodný“ svazek jsou uvažovány takové vlastnosti svazku (hodnota proudové hustoty, energiová pološířka iontů, průměr stopy svazku a další), které pak vyhovují aplikacím generovaných iontů. Při depozicích tenkých vrstev se využívají ionty disponující energií desítek eV s širokým profilem s přibližně konstantní proudovou hustotou, zatímco v případě odprašování povrchů se jedná o jednotky keV. Kromě provozních parametrů (na přístrojích nastavitelné hodnoty) iontového zdroje lze profil svazku ovlivňovat geometrií extrakčních a fokusačních elektrod a vzdáleností těchto prvků od výbojové komory iontového zdroje.

Bakalářská práce je rozdělena do tří celků (formálně šesti kapitol).

První celek se zabývá metodami, jakými lze z neutrálního atomu či molekuly vytvořit iont, uvádí zásadní faktory ovlivňující průběh a výsledek ionizace a zmiňuje i praktické použití v soudobých technologiích zahrnující iontové zdroje nejrůznějších druhů.

Druhá kapitola celku se věnuje především plazmatu a principu fungování plazmového iontového zdroje. Stručně popisuje chování plazmatu ve výbojové komoře iontového zdroje, extrakci iontů a optické prvky soustřeďujícími svazky iontů do kruhové stopy. Na konci tohoto oddílu je popsáno chování iontů ve svazcích a aberace čoček. Aberacemi dochází k deformaci profilů svazků.

Druhý celek se zabývá komerčním iontovým zdrojem americké společnosti Colutron Research Corporation (Colutron), kompletací iontového zdroje na ÚFI a jejich technickými i principiálními rozdíly. Dále pak uvádí výrobní a konstrukční řešení jednotlivých částí iontových zdrojů a jejich specifické úlohy. V případě testovaného iontového zdroje uvádí i návrh řešení mnohých nedokonalostí daných výrobou či umístěním v laboratoři.

Poslední část bakalářské práce se věnuje vlastnímu měření a analýze získaných hodnot. Pro tři různé extrakční elektrody (kuželovitou, extrakci o průměru otvoru 2,9 mm a extrakci o průměru 3,9 mm) v závislosti na provozních parametrem byly naměřeny série profilů proudových hustot. Ke stanovení vhodných operačních parametrů byl rozhodující profil proudové hustoty a celkový proud iontů ve svazku. Pro vyčíslení proudu ve svazku byla využita numerická integrace (lichoběžníková metoda). Nejvyšší proud byl naměřen ve svazku formovaném pomocí kuželovité extrakční elektrody (Sestava III) při extrakčním napětí  $-1500$  V, výbojovém proudu 300 mA, výbojovém napětí 120 V a tlaku  $8 \cdot 10^{-4}$  Pa. Celkový proud při těchto nastaveních byl vypočítán přibližně na  $7,8 \mu\text{A}$ ,

## ZÁVĚR

u zbylých dvou geometrií elektrod za stejných provozních parametrů činil proud  $7,2\text{ }\mu\text{A}$  (Sestava I) a  $7,1\text{ }\mu\text{A}$  (Sestava II). Z hlediska chování celého systému a stability svazků iontů jsem rozhodl, že nejvhodnější provozní parametry odpovídají používání extrakční elektrody o průměru otvoru  $2,9\text{ mm}$ . V obr. 7.27 lze pozorovat značně symetrický modrý profil. Z hlediska aplikací je výhodnější provozovat iontový zdroj na větším počtu stabilních operačních parametrů, než pouze na jednom, třebaže výkonnějším. Z toho vyplývá i širší využití iontového zdroje (pro velice přesné a stabilní depozice tenkých vrstev lze zdroj provozovat na nižších výbojových napětích a v případě odprašování dojde k přenastavení na vyšší hodnoty napětí). Bohužel se v rámci bakalářské práce nepodařilo uspokojivě změřit energiovou disperzi generovaného svazku iontů. Za úspěšný výsledek bakalářské práce lze považovat úspěšnou fokusaci svazku, který bude dále optimalizován již v depoziční aparatuře.

Znemožnění mnohých měření způsobily časté a vleklé potíže, které doprovázely experimenty s iontovým zdrojem. V období od vánočních svátků do dubna letošního roku nefungovala řídicí věž iontového zdroje, což vedlo k alternativnímu zapojení dostupných zdrojů, s nimiž nebylo možné extrahovat ionty s vyššími napětími než  $-1000\text{ V}$ . Dále docházelo k natékání plynů do komory okolo kořene průchodky na přírubě DN40 a iontový zdroj nemohl být používán. K dlouhodobé nečinnosti iontového zdroje přispělo i rozlomení keramiky průchodky katody a následné čekání na její opravu. Dalším problémem bylo časté vzájemné probíjení izolovaných komponent iontového zdroje, které bylo nutno opakovaně řešit. I přes vleklé a časté potíže se dle mého názoru podařilo iontový zdroj zdárně uvést do provozu a zjistit jeho vhodné provozní parametry. Již v této fázi vývoje splnil očekávání a dosáhl vyšší výkonnosti než stávající iontový zdroj v depoziční aparatuře, který dosahuje maximálního proudu  $7\text{ }\mu\text{A}$  při vyšších extrakčních napětích. V navazujících pracích dojde k úplnému dokončení optimalizací (fokusace), iontový zdroj pak bude možné přesunout do depoziční aparatury a začít ho efektivně využívat.

# Literatura

- [1] WILSON, R.G. a G.R. BREWER. *Ion Beams, With Applications to Ion Implantation*. New York: J.Wiley & Sons, 1973. ISBN 3-527-40410-4.
- [2] VÁLYI, L. *Atom and Ion sources*. Budepešť: Akadémiai Kiadó, 1977. ISBN 963-05-1113-4.
- [3] MIKULČÁK, J., B. KLIMEŠ, J. ŠIROKÝ, V. ŠŮLA a F. ZEMÁNEK. *Matematické, fyzikální a chemické tabulky pro střední školy*. New York: Prometheus, 1988. ISBN 80-85849-84-4.
- [4] BROWN, I.G. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. ISBN 3-527-40410-4.
- [5] ROTH, J. R. *Industrial Plasma Engineering*. London: IOP Publishing Ltd, 1995. ISBN 0-7503-0317-4.
- [6] VOBORNÝ, Stanislav. *Optimalizace parametrů iontových zařízení a jejich aplikace pro depozici tenkých vrstev*. Brno, 2005. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Tomáš ŠIKOLA.
- [7] CHEN, Francis. *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha: Academia, 1984.
- [8] KULHÁNEK, Petr. *Úvod do teorie plazmatu*. Praha: AGA, 2011. ISBN 978-80-904582-2-2.
- [9] STANLEY HUMPHRIES, Jr. *Charged particle beams*. 1990. ISBN 0-471-60014-8.
- [10] BRODIE, I. a J.J. MURAY. *The Physics of Micro/Nano-Fabrication*. New York: Plenum Press, 1992. ISBN 0-306-44146-2.
- [11] HINTERBERGER, F. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Berlin: Springer-Verlag, 1997. ISBN 978-3540612384.
- [12] URGOŠÍK, Bohuš. *Elektronová a iontová optika*. Praha: Státní pedagogické nakladatelství, 1982. ISBN 3-527-40410-4.
- [13] JÁNSKÝ, Pavel. *Coulombovské interakce v elektronových svazcích*. Brno, 2009. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Bohumila LENCOVÁ.
- [14] *Colutron Research Corporation*. [online]. [cit. 2014-05-25]. Dostupné z: <http://www.colutron.com/products/>.
- [15] *Wikipedia*. [online]. [cit. 2014-04-20]. Dostupné z: [http://en.wikipedia.org/wiki/Boron\\_nitride](http://en.wikipedia.org/wiki/Boron_nitride).
- [16] *Katedra chemie FP TUL*. [online]. [cit. 2014-05-25]. Dostupné z: <http://www.kch.tul.cz/sites/default/files/texty/fp/ach/anorganicka-chemie-klikorka/Bor.pdf>.

## LITERATURA

- [17] *Beam Imaging Solutions*. [online]. [cit. 2014-05-25]. Dostupné z: <http://www.beamimaging.com/>.
- [18] *Lexikon kovů*. [online]. [cit. 2014-03-24]. Dostupné z: <http://www.dashofer.cz/softwarovy-lexikon-kovu-se-zahranicnimi-ekvivalenty-productlkv/>.
- [19] *Saphirwerk AG*. [online]. [cit. 2014-03-15]. Dostupné z: <http://www.saphirwerk.com/>.
- [20] *Wikipedia*. [online]. [cit. 2014-05-20]. Dostupné z: [http://cs.wikibooks.org/wiki/Praktick%C3%83%C2%A1\\_elektronika/V%C3%83%C2%BDroba\\_plo%C3%85%C2%A1n%C3%83%C2%BDch\\_spoj%C3%85%C2%AF](http://cs.wikibooks.org/wiki/Praktick%C3%83%C2%A1_elektronika/V%C3%83%C2%BDroba_plo%C3%85%C2%A1n%C3%83%C2%BDch_spoj%C3%85%C2%AF).
- [21] *Kars*. [online]. [cit. 2014-04-15]. Dostupné z: <http://www.kars-brno.cz/elektroinstalace/>.
- [22] VOBORNÝ, Stanislav. *Diagnostika parametrů fokusovaného iontového svazku v UVV zařízení pro depozici a analýzu tenkých vrstev*. Brno, 1998. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství.
- [23] VOBORNÝ, Stanislav. *Diagnostika a optimalizace parametrů iontových zařízení a jejich aplikace pro depozici tenkých vrstev*. Brno, 2003. Rigorózní práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Tomáš ŠIKOLA.

# Seznam použitých zkratek a symbolů

ÚFI

Ústav fyzikálního inženýrství

## SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ



# Seznam příloh

Na přiloženém CD jsou návrhy elektrod unipotenciální čočky, kroužku na stínící trubičce a ochranného krytu.